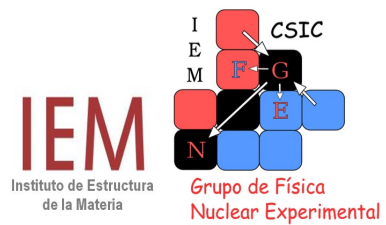


# Simulaciones Monte Carlo para el desarrollo de un prototipo de tomógrafo de protones con aplicación en protonterapia

Vicente García Távora

9 de septiembre de 2019

Máster interuniversitario en Física Nuclear



Directores: Dr. Enrique Nácher, Dr. Jose A. Briz, Dr. Jose M. Arias.



# Índice

<b>1. Introducción</b>	<b>4</b>
1.1. Interacción radiación-materia. . . . .	4
1.1.1. Fotones. Atenuación. . . . .	4
1.1.2. Partículas cargadas. Poder de frenado. . . . .	6
1.2. Radioterapia convencional, protonterapia y hadronterapia. . . . .	7
1.3. Imagen médica. Imagen con protones. . . . .	8
1.4. Sistemas de pCT actuales y limitaciones. . . . .	9
<b>2. Objetivo y medios</b>	<b>10</b>
2.1. Instrumentación nuclear. . . . .	11
2.1.1. Detectores DSSSD's. . . . .	11
2.1.2. Detector phoswich y CEPA4. . . . .	11
2.2. Herramientas computacionales. . . . .	13
2.2.1. Simulaciones Monte Carlo. . . . .	13
2.2.2. Herramienta de simulación Monte Carlo Geant4. . . . .	13
2.2.3. Herramienta de análisis de datos ROOT. . . . .	15
<b>3. Diseño de los experimentos</b>	<b>15</b>
3.1. Experimento CMAM. . . . .	16
3.1.1. Intensidad y ángulo de dispersión. . . . .	16
3.1.2. Energía depositada en cada elemento del sistema. . . . .	18
3.1.3. Área efectiva de los DSSSD's. . . . .	18
3.1.4. Patrones de los diferentes fantomas. . . . .	19
3.1.5. Diseño experimental final CMAM. . . . .	20
3.2. Experimento CEPA4. . . . .	21
3.2.1. Intensidad y ángulo de dispersión. . . . .	21
3.2.2. Diseño del fantoma y energía del haz de protones. . . . .	22
3.2.3. Energía depositada en el sistema. . . . .	23
3.2.4. Apertura angular del haz y área efectiva de los DSSSD's. . . . .	24
3.2.5. Diseño experimental final CEPA4. . . . .	24
<b>4. Simulaciones y análisis de datos</b>	<b>25</b>
4.1. Simulación del experimento CMAM. . . . .	25
4.1.1. Implementación de la geometría de la simulación. . . . .	25
4.1.2. Generación de partículas primarias. Haz de protones. . . . .	26
4.1.3. Adquisición de datos. . . . .	27
4.2. Resultados CMAM. . . . .	28
4.2.1. Energía depositada en el sistema. . . . .	28
4.2.2. Multiplicidad. . . . .	30
4.2.3. Mapas de colisiones. . . . .	30
4.2.4. Mapas de energía. . . . .	31

---

4.2.5. Imagen de transmisión. . . . .	33
4.2.6. Calibraciones de energía y resultados experimentales. . . . .	36
4.3. Simulación CEPA4. . . . .	37
4.4. Resultados CEPA4. . . . .	38
4.4.1. Energía depositada en el sistema. . . . .	39
4.4.2. Multiplicidad. . . . .	40
4.4.3. Mapas de colisiones. . . . .	40
4.4.4. Mapas de energía. . . . .	41
4.4.5. Imagen de transmisión. . . . .	43
<b>5. Conclusiones</b>	<b>46</b>



## Resumen

*El objetivo de este trabajo es demostrar la viabilidad de obtener imágenes médicas con protones, utilizando detectores de Silicio multisegmentados y una agrupación de 4 detectores de centelleo de alta resolución. Esto solucionará los problemas derivados de utilizar imágenes obtenidas con rayos X para planificar tratamientos con haces de protones, que es lo que se hace en la actualidad. Para ello se han diseñado dos experimentos a partir de simulaciones Monte Carlo con Geant4. El primero de ellos ha servido como prueba de concepto: fantoma sencillo cuasi-bidimensional (espesor  $\sim 0.7$  mm) y un haz de protones de 10 MeV con el que se ha estudiado la resolución espacial de los detectores empleados y la sensibilidad en energía que se obtiene cuando los protones atraviesan materiales de diferente densidad. En el segundo diseño de experimento se han utilizado protones de mayor energía (100-150 MeV) y un fantoma cilíndrico de 6 cm de diámetro, que nos acerca más al caso médico. A partir de los resultados obtenidos de las simulaciones se han reconstruido las imágenes de los fantasmas para ambos experimentos con la máxima granularidad posible y se han comparado con las imágenes obtenidas a partir de los datos del experimento real. Gracias a los diseños empleados y a los algoritmos desarrollados para el tratamiento de datos, corrección y reconstrucción de imagen ha sido posible distinguir las formas de los diferentes patrones utilizados así como los materiales que los componen a partir de la energía que han depositado los protones en el sistema de detectores, respaldando la viabilidad de ambos experimentos. Estos resultados corroboran que la instrumentación nuclear de vanguardia puede contribuir a mejorar las condiciones de diagnóstico en el campo de la protonterapia.*

## 1. Introducción

Hoy en día, el conocimiento que se tiene de cómo interacciona la radiación con la materia ha hecho posible desarrollar técnicas médicas que pueden conseguir resultados que antaño no eran posibles. Desde las primeras radiografías (1895), hasta los estudios más actuales en hadronterapia se han producido grandes avances tanto en instrumentación como en la metodología para minimizar los riesgos y optimizar los resultados. Estos avances nos han llevado a conseguir resultados muy positivos a la hora de diagnosticar y tratar enfermedades como el cáncer. Y a medida que los avances tecnológicos son cada vez mas sofisticados profundizamos en la cura de casos más complicados y de forma más efectiva.

En este trabajo se utiliza la potencia de la **instrumentación nuclear** y los métodos de **simulación Monte Carlo** para tratar de conseguir imágenes que sean aplicables en el campo de la **protonterapia**, una de las técnicas de tratamiento tumoral que se ha ido desarrollando en los últimos años como alternativa más efectiva y con menores efectos adversos a la radioterapia convencional con fotones.

### 1.1. Interacción radiación-materia.

Llamamos **radiación** a la propagación de energía en forma de ondas electromagnéticas o de partículas (fotones, electrones, protones, neutrones, partículas  $\alpha$ , etc). Si la energía es lo suficientemente alta como para producir ionizaciones del medio que atraviesa se denomina **radiación ionizante**.

#### 1.1.1. Fotones. Atenuación.

Los **fotones** pueden interaccionar con la materia principalmente de 3 formas [13] (Fig. 1.1):

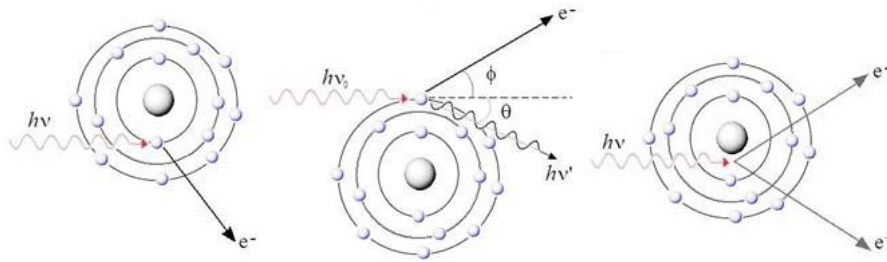


Figura 1.1: Representación esquemática del efecto fotoeléctrico (izquierda), la dispersión Compton (centro) y la producción de pares (derecha). Imagen tomada de Ref. [14]

- Efecto fotoeléctrico: el fotón transmite toda su energía a un electrón de los átomos del medio. Este electrón escapa del átomo al que pertenecía y viaja por el material depositando su energía hasta que se frena.
- Dispersión Compton: el fotón colisiona inelásticamente contra un electrón del material, cediéndole parte de su energía y siendo desviado. De nuevo, el electrón depositará su energía en el material y el fotón resultante podrá realizar nuevas dispersiones Compton, absorberse por efecto fotoeléctrico o escapar del material.
- Producción de pares: si la energía del fotón es superior a  $1022\text{ keV}$  puede decaer espontáneamente en un electrón y un positrón. El electrón deposita su energía en el material mientras que el positrón se aniquila con un electrón del medio, produciendo 2 fotones de  $511\text{ keV}$  que son emitidos en direcciones opuestas. Estos fotones pueden escapar del material, interactuar por efecto Compton o fotoeléctrico.

En la Figura 1.2 se presenta la probabilidad de que ocurran los efectos descritos anteriormente en función de la energía del fotón y el número atómico  $Z$  del material.

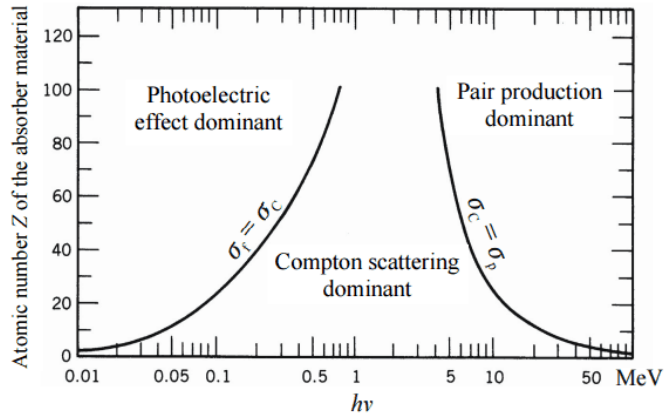


Figura 1.2: Representación de la probabilidad de efecto fotoeléctrico, dispersión Compton y producción de pares en función de la energía del fotón y la  $Z$  del material. Imagen tomada de Ref. [18]

A nivel macroscópico, cuando un haz de fotones incide sobre un material, lo que observamos es un proceso de **atenuación**, es decir, el número de fotones que salen del material es menor que el número de fotones que entran (Fig. 1.3) debido a que gran parte se dispersan o absorben, siguiendo un comportamiento definido por la ley de atenuación de fotones (ec. 1.1).

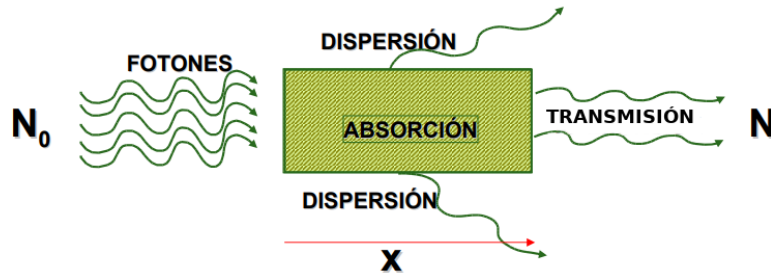


Figura 1.3: Atenuación de fotones al atravesar un material.

$$N(x) = N_0 e^{-\mu x} \quad (1.1)$$

Donde  $N_0$  es el número de fotones que entran en el material,  $\mu$  es el coeficiente de atenuación lineal del material,  $x$  es la longitud del medio que atraviesan los fotones y  $N(x)$  es el número de fotones que llegan al otro extremo del material.

### 1.1.2. Partículas cargadas. Poder de frenado.

Cuando una **partícula cargada** atraviesa un material pueden producirse dos tipos de efectos: reacciones nucleares, si las energías son lo suficientemente altas como para que la partícula cargada supere la barrera de Coulomb del material a atravesar e interaccione directamente con el núcleo atómico; o interacciones Coulombianas con los electrones del medio, si la energía del proyectil no es lo suficientemente elevada como para atravesar la barrera Coulombiana [3]. Las energías de interés en protonterapia oscilan entre 60 y 230 MeV/u, lo que se corresponde con el rango de energías donde encontraremos principalmente interacciones Coulombianas.

Las principales formas de **interacción Coulombiana** son:

- Colisiones elásticas con los núcleos del medio, es decir, la partícula “choca” contra la barrera de Coulomb y se produce una transferencia de energía y un cambio en la trayectoria de la partícula incidente. No hay alteraciones atómicas o nucleares, más que una pequeña energía de retroceso del núcleo.
- Colisiones inelásticas en las que se cede energía a los electrones atómicos del material, produciendo excitaciones, ionizaciones o disociaciones.
- Emisiones radiativas en las que se produce radiación electromagnética en forma de fotones por efecto Bremsstrahlung, que se produce al curvar o frenar la trayectoria de una partícula cargada.

El **poder de frenado** se define como la media de la energía perdida por unidad de longitud cuando una partícula cargada atraviesa un material y sucede como resultado de las tres interacciones descritas anteriormente (ec. 1.2).

$$S_T = S_{el} + S_{nuc} + S_{Bremss} = - \left( \frac{dE}{dx} \right)_{el} - \left( \frac{dE}{dx} \right)_{nuc} - \left( \frac{dE}{dx} \right)_{Bremss} \quad (1.2)$$

Donde  $S_{el}$  es el poder de frenado causado por las interacciones Coulombianas con los electrones del medio,  $S_{nuc}$  es el producido por las colisiones elásticas con los núcleos del medio y  $S_{Bremss}$  está relacionado con la emisión de radiación de frenado [4, 5].

Para protones, la contribución predominante al poder de frenado total procede del poder de frenado electrónico, que viene dado por la fórmula de Bethe-Bloch (ec. 1.3).

$$- \frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_A r_e^2 m_e c^2}{A} Z \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - 2\beta - \delta - \frac{2C_e}{Z} + F \right] \quad (1.3)$$

Donde  $A$  es el número másico de los elementos del medio,  $N_A$  es el número de Avogadro,  $r_e$  es el radio clásico del electrón,  $m_e c^2$  es la energía-masa en reposo del electrón,  $T_{max}$  es la energía máxima que puede transferir el protón a un electrón del medio tras la colisión,  $Z$  es el número atómico del material,  $z$  es la carga del protón en unidades de carga del electrón,  $I$  es el potencial medio de ionización del material,  $\gamma = E/mc^2$ ,  $\beta^2 = 1 - (1/\gamma^2)$ ,  $\delta$  es la función de efectos de densidad,  $C_e$  es la función de corrección capas y  $F$  engloba correcciones de orden mayor.

En base a todo esto, cuando una protón entra en un material interacciona con varios electrones y en cada colisión transmite energía a estos electrones, causando la excitación o, si transmite la suficiente energía, ionización del medio. Como resultado de estas colisiones la energía cinética del protón va disminuyendo. La energía máxima que puede ser transferida de una partícula de masa  $m$  con energía cinética  $E$  a un electrón con masa  $m_0$  en una colisión es aproximadamente 1/500 de la energía de la partícula por nucleón [3]. Debido a la pequeña fracción de la energía total que se transfiere, el protón pierde su energía en muchas interacciones mientras pasa a través del material absorbente, lo que hace que se vaya **frenando** lentamente hasta que se para.

La trayectoria del protón no se ve significativamente desviada por los electrones del medio, debido a su diferencia de masas. En colisiones particularmente cercanas puede darse que el electrón arrancado tenga la suficiente energía cinética para producir ionizaciones secundarias. El rango de estos electrones ionizantes secundarios (rayos delta) es muy corto comparado con la partícula principal, por tanto, las ionizaciones secundarias se forman cerca de la trayectoria primaria. La distribución de la energía depositada en el medio a lo largo de la trayectoria recorrida por partículas cargadas (o radiación ionizante, en general) se representa con lo que se conoce como **curva de Bragg** (Fig 1.4).

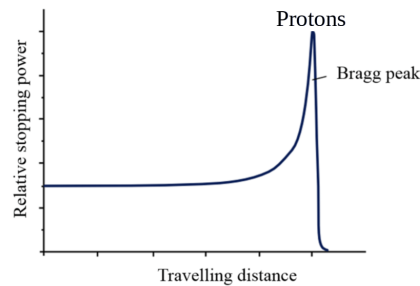


Figura 1.4: Distribución de la energía depositada en el material en función de la longitud atravesada por la partícula cargada.

El pico pronunciado que puede apreciar en las curvas de Bragg se conoce como **pico de Bragg**. Este se produce debido a que la sección eficaz de la interacción de una partícula cargada con el medio es mayor a medida que decrece la energía de la partícula. Para protones, este pico de Bragg se produce justo antes de pararse por completo.

## 1.2. Radioterapia convencional, protonterapia y hadronterapia.

Las formas tan particulares en las que la radiación interacciona con la materia hace que sea interesante su uso para ciertos tratamientos médicos y técnicas de diagnóstico. Concretamente en el campo de la oncología se utilizan los fotones emitidos por la aniquilación de electrones y positrones para localizar tumores (PET), se estudia la atenuación de fotones de cierta energía para tomar imágenes del interior del cuerpo humano (TAC) o se utiliza radiación ionizante para ionizar los átomos que componen las células que forman un tumor y así destruirlas (radioterapia) entre otras técnicas.

Esta destrucción celular como consecuencia de las ionizaciones producidas en el tejido vivo fue lo que motivó el desarrollo de la radioterapia para el tratamiento de células tumorales. Sin embargo, como hemos visto en la sección anterior, la forma en la que interacciona la radiación ionizante con la materia depende de si utilizamos fotones o partículas cargadas<sup>1</sup>.

Las consecuencias, a nivel de tratamiento, de que los fotones se atenúen y las partículas cargadas se frenen se evidencian cuando estudiamos la energía depositada en el tejido vivo (**dosis**) en función de la profundidad que alcanza la radiación (Fig. 1.5).

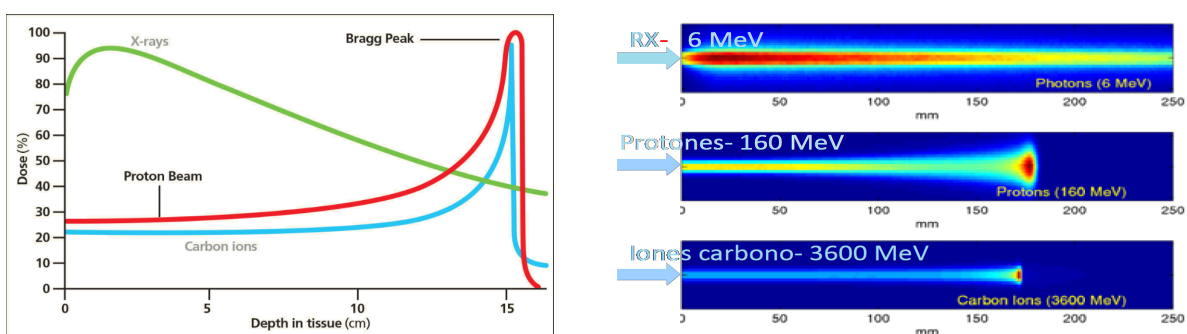


Figura 1.5: Dosis en función de la profundidad en agua para fotones, protones e iones de carbono. [6]

En **radioterapia convencional**<sup>2</sup> la mayor parte de la energía se deposita a la entrada, sufriendo una alta dosis de radiación el tejido sano que se encuentra entre la piel y el tumor del paciente. Utilizando técnicas como la **protonterapia** o **hadronterapia**<sup>3</sup> la dosis máxima se produce al final del recorrido, consiguiendo que la energía depositada sea mínima en tejido sano y máxima en la zona tumoral. Sin embargo, los iones de carbono tienen una pequeña dosis de salida mas allá del pico de Bragg, debido

<sup>1</sup> A partir de este punto consideraremos partículas cargadas aquellas de masa mayor a la del electrón.

<sup>2</sup> Se considera radioterapia convencional a las técnicas que involucran rayos X o electrones.

<sup>3</sup> En protonterapia se utilizan exclusivamente protones para realizar los tratamientos, mientras que el término hadronterapia es más general e implica diversos iones pesados para el tratamiento. Entre ellos, los iones de carbono son los más estudiados actualmente.

a fragmentos producidos en reacciones de fragmentación. Cabe destacar que los protones tienen una dispersión lateral final mayor que la que produciría un haz de fotones de la misma anchura. Debido a la estrecha región en la que se localiza el pico de Bragg, es muy importante ser precisos al predecir el rango del protón y la posición del pico de Bragg, ya que una incertidumbre alta sería fatal para el paciente.

Para reducir al mínimo esa incertidumbre y explotar por completo las ventajas de la protonterapia se tiene que conocer muy bien **cómo** se deposita esa energía en el cuerpo humano y **dónde** queremos que se deposite la mayor cantidad de dosis. Para ello es necesaria, entre otras cosas, una **imagen** precisa de la zona que queremos tratar. En este trabajo estudiaremos la viabilidad de obtener imágenes médicas con protones en lugar con fotones para reducir la incertidumbre en la dosis depositada por unidad de longitud y, consecuentemente, la posición del pico de Bragg para protones además de evitar que se utilicen diferentes partículas que interaccionan de formas distintas con la materia que, como veremos a continuación, lleva asociados diversas complicaciones.

### 1.3. Imagen médica. Imagen con protones.

Actualmente se utilizan diferentes técnicas o combinaciones de técnicas que nos permiten obtener imágenes del interior del cuerpo humano. Estas imágenes se utilizan como mapa que permite determinar con precisión la localización tanto de tumores como de tejido sano a la hora de realizar un tratamiento de radioterapia.

Estas técnicas se basan fundamentalmente en la detección de fotones y en las diferentes maneras en los que estos se generan para realizar imágenes y localizar tumores. Las mas conocidas son (Fig. 1.6) *tomografía computerizada* (CT), *tomografía por emisión de positrones* (PET), *imagen por resonancia magnética* (MRI), *tomografía computerizada por emisión de single-photon* (SPECT), *gammagrafía* y diferentes combinaciones de ellas.

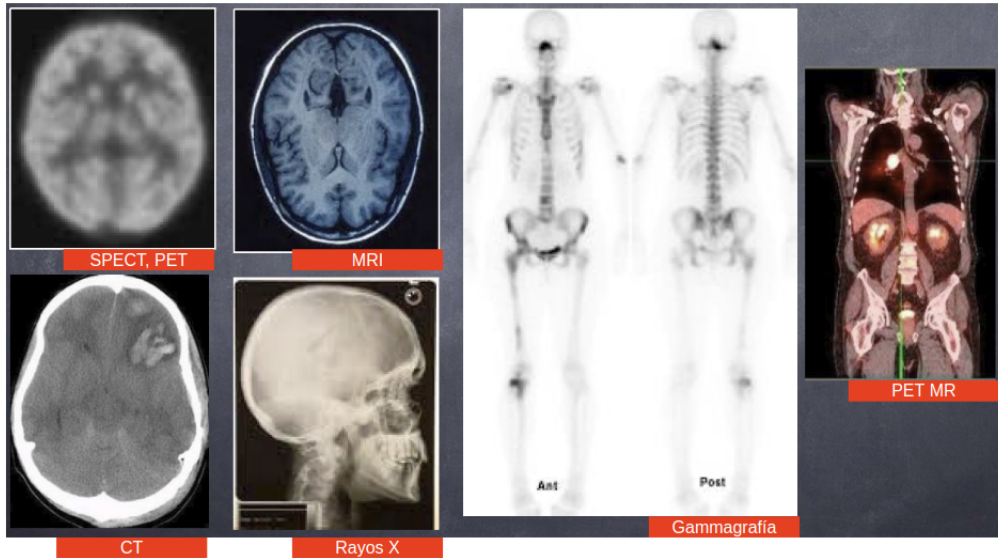


Figura 1.6: Imágenes tomadas con diferentes métodos basados en fotones. Imagen tomada de Ref. [28]

Las imágenes obtenidas por estos métodos tienen una alta precisión que se ha ido perfeccionando a lo largo de los años, pudiendo llegar a obtener una representación 3D extremadamente precisa de nuestro interior empleando varias proyecciones 2D. Si combinamos la exactitud de estas imágenes con el hecho de que se utiliza la misma partícula (fotón) para obtener la imagen y para realizar el tratamiento conseguimos minimizar el error.

Hoy en día, tanto para radioterapia convencional como para protonterapia el plan de tratamiento del paciente se basa en imágenes de xCT<sup>4</sup>, que consiste en un mapa de **unidades de Hounsfield** (HU) [7] (ec. 1.4):

$$HU = 1000 \cdot \left( \frac{\mu - \mu_{agua}}{\mu_{agua} - \mu_{aire}} \right) \quad (1.4)$$

<sup>4</sup>definición general que incluye los diferentes métodos de imagen con fotones.

donde  $\mu$  es el coeficiente de atenuación lineal promedio en un vóxel<sup>5</sup>,  $\mu_{agua}$  y  $\mu_{aire}$  son los coeficientes de atenuación lineal para agua y aire respectivamente.

Cada escáner de xCT está caracterizado por su propia curva de calibración que permite convertir de HU a densidad de electrones de un material conocido con una precisión aceptable. Para terapia con protones además se necesita un mapa de **poder de frenado relativo** (RSP) del material, es decir, el poder de frenado para protones de un material específico relativo al agua (ec. 1.5):

$$RSP = \frac{S_{material}}{S_{agua}} \quad (1.5)$$

Para obtener un mapa RSP de una imagen xCT se han estudiado aproximaciones teóricas y experimentales. La relación teórica entre RSP y coeficiente de atenuación (o HU) se estudió en el pasado [8] pero el desarrollo matemático no era simple y la precisión de los resultados no era clínicamente aceptable ( $\pm 5\%$ ). El principal problema para relacionar RSP y HU es la diferencia en la dependencia en Z y Z/A de protones y fotones que no resulta en una única correspondencia entre RSP y HU, lo que provoca incertidumbre en la estimación del rango de protones. Actualmente se utilizan dos aproximaciones experimentales para correlacionar RSP y HU, el método estequiométrico [9] y la calibración polibinaria [10] con incertidumbres entorno al 1-3 % en el rango de protones. Las fuentes de error para el cálculo de RSP se clasifican en 5 categorías:

1. Incertidumbres en las imágenes CT.
2. Incertidumbres en la fórmula estequiométrica utilizada para calcular los valores CT teóricos.
3. Incertidumbres en la composición del tejido humano, diferente al tejido estandar ICRU [11].
4. Incertidumbres en el potencial medio de ionización utilizado en la ecuación de Bethe-Bloch.
5. Incertidumbres en la dependencia energética RSP que no es tomada en cuenta en los algoritmos de cálculo de dosis.

Estas incertidumbres se hacen más críticas para órganos heterogéneos que para los homogéneos debido al incremento de efectos de dispersión de protones. Perturbaciones en la dosis y la degradación del pico de Bragg son problemas típicos que se encuentran al tener dos materiales con diferente poder de frenado [12], por ejemplo hueso y tejido blando.

Por tanto, usar xCT directamente para realizar los tratamientos utilizando protones no es viable de forma directa debido a que lo que “ve” un fotón al atravesar un volumen determinado es diferente a lo que “ve” un protón al atravesar el mismo volumen. Esto se debe a que ambas partículas interactúan de forma diferente a su paso por el cuerpo humano, los fotones se atenúan y los protones se frenan, como vimos en la sección 1.1. Como mencionamos anteriormente, son necesarios métodos de conversión de imágenes xCT a imágenes basadas en RSP, que son viables para su uso en protonterapia, pero estos métodos son complejos y provocan incertidumbres de hasta el 3 % en la estimación del rango de protones.

Se hace evidente que la forma ideal para proceder es determinar **directamente** el RSP y aquí es donde pCT<sup>6</sup> juega un papel importante en física médica e imagen, ya que permite un cálculo directo del RSP a partir de medidas de pérdida de energía de protones reduciendo la incertidumbre en el rango que alcanzan los protones al 1 % o menos; además de que la dosis depositada en el paciente durante un escaneo pCT es unas 50 veces menor que con xCT.

## 1.4. Sistemas de pCT actuales y limitaciones.

Actualmente todos los prototipos existentes para pCT constan de dos partes: un sistema de seguimiento para protones y un detector de energía residual. El objeto del cual se quiere obtener la imagen se coloca entre el detector frontal y trasero del sistema de seguimiento y se rota entorno al eje vertical con el objetivo de tomar varias proyecciones 2D (Fig. 1.7).

Desde 2007 hasta 2016 se han construido varios prototipos para pCT, utilizando habitualmente varios detectores SSD (Silicon Strip Detector) para el sistema de seguimiento y diferentes tipos de calorímetros de centelleo. Se agrupan todos en la siguiente Tabla 1.1.

<sup>5</sup>es la unidad cúbica que compone un objeto tridimensional, equivalente a un pixel en 2D.

<sup>6</sup>Tomografía computerizada con protones, método de adquisición de imágenes médicas utilizando protones.

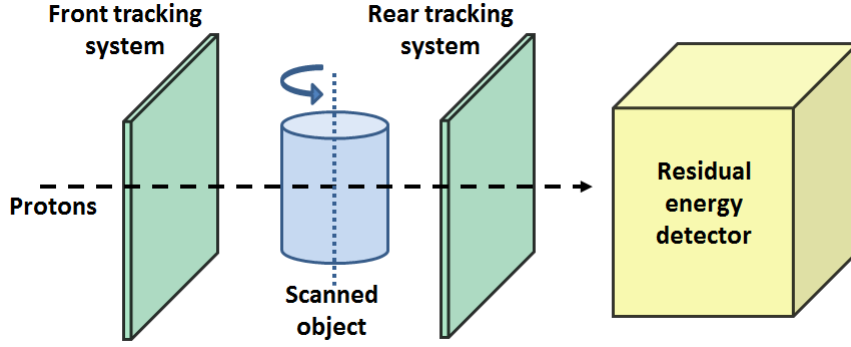


Figura 1.7: Representación esquemática de los componentes de un escáner pCT. Sistema de seguimiento (verde), detector de energía residual (amarillo) y objeto a escanear (azul). Imagen tomada de Ref. [7]

Tabla 1.1: Resumen de las características de los diferentes escáner pCT que existen actualmente. Tomado de Ref. [7]

Grupo	País	Año	Sistema de seguimiento	Área (mm <sup>2</sup> )	Detector de energía residual	Tasa de conteaje
UCSC - LLU NIU	USA	2003-2007	2 planos x-y SSDs	$6.4 \times 6.4$	CsI(Tl) calorímetro	10 kHz
UCSC - LLU NIU	USA	2007-2010	4 planos x-y SSDs	$9 \times 18$	CsI(Tl) calorímetro	20 kHz
UCSC - LLU	USA	2010-2013	4 planos x-y SSDs	$9 \times 36$	Centelleador plástico	2 MHz
NIU FINAL	USA	2011-2014	4 planos Sci-Fi	$20 \times 24$	Centelleador plástico	2 MHz
PRIMA	Italia	2007-2014	4 planos x-y SSDs	$5 \times 5$	YAG:Ce calorímetro	10 kHz
PREDATE INFN	Italia	2013-2014	4 parejas Sci-Fi	$20 \times 20$	Sci-Fi	1 MHz
PRaVDA	UK	2013-2015	x-y-z SSDs	$9.3 \times 9.6$	CMOS APS	1 MHz
Niigata University	Japón	2013-2014	4 planos x-y SSDs	$9 \times 9$	NaI(Tl) calorímetro	30 Hz
Tokyo- Hiroshima University	Japón	2014-2016	Cámara CCD	$10 \times 10$	Centelleador plástico	-

De momento la obtención de imágenes mediante pCT no es clínicamente viable. Las limitaciones **físicas** principales provienen de la interacción electromagnética con los electrones y núcleos del medio que causan cambios erráticos en la dirección de los protones, **dispersión**; además de que la pérdida de energía de los protones está sujeta a fluctuaciones y, como consecuencia, su rango también, **straggling**. Las interacciones nucleares no son un factor físico limitante, ya que a las energías que se utilizan en pCT (100-250 MeV) la contribución de interacción nuclear es despreciable. El aspecto económico también es un factor limitante, debido a los altos costes que suponen las instalaciones de protonterapia actualmente.

## 2. Objetivo y medios

El objetivo principal de este trabajo es diseñar y realizar simulaciones Monte Carlo de dos experimentos (que llamaremos CMAM y CEPA4) que se utilizarán para el desarrollo de un prototipo de protón CT utilizando instrumentación desarrollada en física nuclear. Está incluido dentro del proyecto “Protontherapy and Nuclear Techniques for Oncology” (PRONTO) con la colaboración del Instituto de Estructura de la Materia (IEM) del CSIC. Referencia PRONTO-CM B2017/BMD-3888 proyecto financiado por la Comunidad de Madrid.



A continuación veremos con más detalle las herramientas a emplear en la preparación del experimento, la toma de datos y el análisis de estos.

## 2.1. Instrumentación nuclear.

Para el diseño y desarrollo de los dos experimentos contamos principalmente con dos tipos de detectores propiedad del grupo de física nuclear del IEM (CSIC), los *Double-Sided Silicon Strip Detectors* (**DSSSD**) y el detector de centelleo **CEPA4**. También contamos con la herramienta *Geant4* [18] para llevar a cabo simulaciones Monte Carlo de ambos experimentos y utilizaremos el programa *ROOT* [19] para realizar el análisis de datos de las simulaciones y obtener los mapas de energía que utilizaremos como imágenes.

### 2.1.1. Detectores DSSSD's.

Para el sistema de seguimiento de la trayectoria de los protones utilizaremos detectores de semiconductor de Silicio multisegmentados (DSSSD) [14, 20], es decir, los contactos metálicos que recogen la carga generan segmentación en forma de franjas horizontales y verticales independientes de  $3 \times 50 \text{ mm}^2$  formando una superficie pixelada que nos permite conocer el punto en el que la partícula incide en el detector. El detector tiene un área activa de  $50 \times 50 \text{ mm}^2$ , está dividido en 16 bandas horizontales y 16 verticales en los electrodos delantero y trasero (o viceversa), siendo la superficie de cada píxel de  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  (Fig. 2.1).



Figura 2.1: Imagen de ambas caras de los detectores de silicio multisegmentados (DSSSD). Imagen tomada de Ref. [14]

Las partículas cargadas, protones en nuestro caso, se frenan al pasar por el detector DSSSD y depositan energía en él siguiendo la ecuación de Bethe-Bloch. Al estar el detector polarizado, la energía depositada en la zona de depleción genera pares electrón-hueco de forma proporcional a la cantidad de energía depositada. Estos pares electrón-hueco son recogidos en los extremos del detector y dan lugar a una corriente eléctrica que se amplifica y se trata con la cadena electrónica correspondiente.

En los experimentos CMAM y CEPA4 utilizamos varios detectores DSSSD de diferentes grosores. Los más finos,  $60 \mu\text{m}$  y  $500 \mu\text{m}$  los utilizamos como detectores  $\Delta E$ , es decir, detectores en los que la partícula no deposita toda su energía con lo que no se frena completamente; se utilizan para hacer el seguimiento de la trayectoria. El DSSSD más grueso,  $1 \text{ mm}$ , además de realizar el seguimiento de las partículas se utiliza como detector  $E$  en el experimento CMAM, esto significa que posee suficiente grosor como para recoger toda la energía restante de la partícula y que esta se pare en su interior. No sucederá así en el experimento CEPA4, donde utilizaremos un centelleador grueso que se describirá a continuación.

### 2.1.2. Detector phoswich y CEPA4.

Un centelleador es un material que exhibe luminiscencia cuando la radiación ionizante lo atraviesa. Un detector de centelleo (Fig. 2.2) se forma cuando un material centelleador se une a un sensor de luz, por ejemplo un tubo fotomultiplicador (PMT) o un fotodiodo. El PMT absorbe la luz emitida por el centelleador y la re-emite como electrones por efecto fotoeléctrico, estos electrones se multiplican en una cadena de díodos sometidos a una alta diferencia de potencial, produciendo una corriente eléctrica que se trata con la correspondiente cadena electrónica.



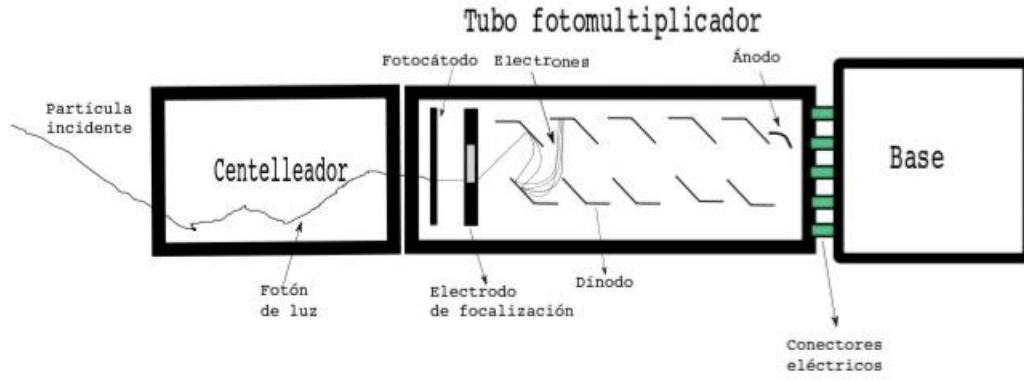


Figura 2.2: Esquema de un detector de centelleo con el fotomultiplicador asociado. Imagen tomada de Ref. [14]

La necesidad de tener un detector versátil que pudiera detectar, tanto los fotones que provienen de las desexcitaciones gamma en experimentos de estructura nuclear, como las partículas cargadas que se emiten, llevó al desarrollo de los detectores de centelleo tipo *phoswich* [12] (Fig 2.3) que consisten en dos cristales centelleadores de alta resolución acoplados en una estructura única de modo sandiwich, uno detrás de otro, con una única recolección de luz. A la hora de escoger el material centelleador para esta configuración debe tenerse en cuenta que los cristales deben de ser ópticamente compatibles, es decir, el segundo cristal debe ser transparente a la luz emitida por el primero. Nuestro *phoswich* está construido con dos materiales centelleadores de alta resolución:  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ ,<sup>7</sup> acoplado a un cristal del  $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ , cuyas características se presentan en la siguiente Tabla (Tabla 2.2).

Tabla 2.1: Propiedades de cada cristal centelleador de  $\text{LaBr}_3$  y  $\text{LaCl}_3$ .

Materiales	$\Delta E/E$ (% a 662 keV)	Producción de luz (fotones/keV)	Tiempo de caída (ns)	$\lambda_{max}$ de emisión
$\text{LaBr}_3(\text{Ce})$	2.9	63	16	380 nm
$\text{LaCl}_3(\text{Ce})$	3.8	49	28	350 nm

En lo que respecta al tiempo de respuesta, los tiempos de decaimiento del  $\text{LaBr}_3$  y  $\text{LaCl}_3$  son de 16 ns y 28 ns respectivamente, lo que nos permite tanto un elevado conteo como una buena resolución en energía. Como los materiales emiten fotones de distinta frecuencia y tienen un tiempo de respuesta distinto, el pulso de medición puede dividirse en dos componentes evento a evento, uno para cada material, tanto para fotones como para protones.

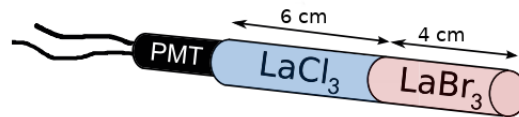


Figura 2.3: Esquema del detector de centelleo en configuración *phoswich*. Imagen tomada de Ref. [14]

Utilizando detectores *phoswich* se desarrolló el nuevo detector de alta resolución para espectroscopía de rayos gamma y protones denominado **CEPA4** (Califa Endcap Phoswich Array 4) (fig. 2.4) [13] que sirvió como prototipo de los detectores actuales que componen el detector CALIFA del experimento R3B de la instalación FAIR en Darmstadt (Alemania). Consiste en una agrupación de 4 detectores *phoswich* con una longitud de 4 cm de  $\text{LaBr}_3$  y 6 cm de  $\text{LaCl}_3$ , con un área frontal de  $2.7 \times 2.7 \text{ cm}^2$  acoplados a 4 tubos fotomultiplicadores. La ventaja principal de este detector es su capacidad para frenar protones de hasta 200 MeV [13].

<sup>7</sup>(Ce) significa que los cristales tienen impurezas de Cerio, por simplicidad en el resto del texto omitiremos esta nomenclatura.

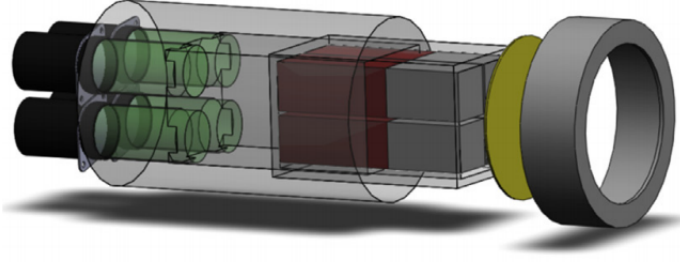


Figura 2.4: Esquema del detector CEPA4 mostrando el encapsulamiento de aluminio y teflón (gris/translúcido), 4 cristales de  $\text{LaBr}_3$  (gris sólido), 4 cristales de  $\text{LaCl}_3$  (rojo sólido), 4 tubos fotomultiplicadores (verde translúcido). Imagen tomada de Ref. [14]

## 2.2. Herramientas computacionales.

La motivación principal de este trabajo es explorar las aplicaciones de este tipo de instrumentación, detectores DSSSD y CEPA4, tomografía con protones (pCT). Para ello se han utilizado diferentes herramientas computacionales con las que realizar simulaciones Monte Carlo de la interacción de protones con el sistema de detectores y fantoma<sup>8</sup> que se ha diseñado, además de analizar los resultados de estas simulaciones y reconstruir las imágenes de los fantasmas.

### 2.2.1. Simulaciones Monte Carlo.

La aplicación de métodos de simulación Monte Carlo consiste en reproducir la naturaleza **estocástica** de ciertos procesos físicos mediante el tratamiento de estos con algoritmos pseudoaleatorios. Estos algoritmos parten de una distribución de probabilidades sobre la que calculan una función de probabilidad acumulativa y a cada evento le asignan números aleatorios entre 0 y 1 que determinan lo que sucede en ese paso. En nuestro caso la distribución de probabilidad viene dada por la interacción radiación-materia que son los procesos físicos relevantes al estudiar la respuesta de un detector a la radiación incidente. El motivo de utilizar este método es que todos los procesos involucrados son probabilísticos.

El método de Monte Carlo se utiliza con mucha frecuencia en simulaciones relacionadas con la física nuclear y médica ya que podemos desde estudiar la respuesta de los detectores ante diferentes tipos de radiación hasta realizar cálculos de dosis en radioterapia, entre otras muchas aplicaciones. Fuera del ámbito de la física nuclear o medica sigue siendo un método muy potente que se emplea en numerosas y muy diversas aplicaciones, como por ejemplo, el diseño de planes de autoprotección de edificios basados en modelos de pánico de personas.

### 2.2.2. Herramienta de simulación Monte Carlo Geant4.

Geant4 es un software gratuito [24], desarrollado en el CERN, implementado en C++, que nos permite simular el paso de la radiación a través de un material utilizando el método de Monte Carlo. Además, nos ofrece la posibilidad de diseñar geometrías relativamente complejas y seguir con detalle las trayectorias de las partículas y su deposición de energía a lo largo del material.

En nuestro caso queremos simular la energía que deposita un haz de protones al atravesar un sistema de detectores con un fantoma entre ellos. Geant4 trata esta interacción con una **versión modificada de la ecuación de Bethe-Bloch**.

Como vimos en la sección 1.1.2 la interacción más relevante cuando un protón a energías entre 0–230 MeV atraviesa un material es aquella que proviene del poder de frenado electrónico. Si definimos el poder de frenado másico<sup>9</sup> en términos de la sección eficaz de dispersión inelástica para colisiones con electrones atómicos (ec. 2.1)[4, 5]

$$\frac{1}{\rho} S_{el}(E) = N Z \int_0^{T_{max}} T \frac{d\sigma(Z, E, T)}{dT} dT \quad (2.1)$$

<sup>8</sup>Elemento utilizado para el calibrado y testeo de equipos de imagen y que contiene, en su interior, elementos de características similares a los del organismo.

<sup>9</sup>El poder de frenado másico elimina la dependencia con la densidad del material.

donde  $E$  es la energía cinética inicial y  $T$  es la energía perdida por la partícula incidente. El límite de integración superior,  $T_{max}$ , es la máxima energía perdida posible en una colisión inelástica con un electrón atómico.  $N$  es el número de átomos (o moléculas) por gramo de material y  $Z$  es el número de electrones por átomo (o molécula).

Si asignamos a los electrones generados en el proceso de frenado del protón una determinada distribución de probabilidad que depende de su energía cinética,  $\rho(T_e)$ , la forma de esta distribución dependerá de cómo sean las colisiones protón-electrón. Considerando los electrones del medio como electrones libres, la distribución de energía de los electrones emitidos sigue la distribución de Landau-Vavilov:  $\rho_c(T_e) = \frac{k}{T^2}$ . Esto implica seleccionar una energía de corte de producción de electrones secundarios ( $T_{cut}$ ).

Introducir esta energía de corte implica, que por debajo de  $T_{cut}$  los electrones producidos son simulados como una pérdida de energía continua de la partícula incidente, y por encima de  $T_{cut}$  se genera explícitamente el electrón secundario y se estudia dónde se deposita.

Para todos los modelos de ionización el valor máximo de energía que puede transferirse a un electrón libre es (ec. 2.2):

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 (\gamma^2 - 1)}{1 + 2\gamma (m_e/M) + (m_e/M)^2} \quad (2.2)$$

Para calcular la solución de la parte continua incluimos en la ec. 2.1 las restricciones mencionadas [15] (ec. 2.3):

$$\frac{dE_{soft}(E, T_{cut})}{dx} = n_{at} \int_0^{T_{cut}} T \frac{d\sigma(Z, E, T)}{dT} dT \quad (2.3)$$

donde  $n_{at}$  es el número de átomos por unidad de volumen del material. Integrando la ecuación 2.3 llegamos a la formula de Bethe-Bloch para pérdida de energía restringida ( $T < T_{cut}$ ) (ec. 2.4) que además es modificada teniendo en cuenta varias correcciones:

$$\frac{dE}{dx} = 2\pi r_e^2 m_e c^2 n_{el} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{up}}{I^2} \right) - \beta^2 \left( 1 + \frac{T_{up}}{T_{max}} \right) - \delta - \frac{2C_e}{Z} + S + F \right] \quad (2.4)$$

donde  $r_e$  es el radio clásico del electrón  $r_e = e^2/(4\pi\epsilon_0 m_e c^2)$ ,  $m_e c^2$  es la masa-energía del electrón,  $n_{el}$  es la densidad electrónica del material,  $I$  es el potencial medio de ionización del material,  $Z$  es el número atómico del material,  $z$  es la carga del hadrón en unidades de carga del electrón,  $\gamma = E/m_e c^2$ ,  $\beta^2 = 1 - (1/\gamma^2)$ ,  $T_{up} = \min(T_{cut}, T_{max})$ ,  $\delta$  es la función de efecto de densidad,  $C_e$  es la función de corrección de capa,  $S$  es el término de spin,  $F$  es la energía primaria,  $F$  corresponde a correcciones de orden mayor.

La ecuación 2.4 es la que usa Geant4 para modelar la pérdida de energía de los protones a su paso por los diferentes materiales en nuestras simulaciones.

A continuación se va a explicar brevemente como funciona Geant4 a nivel de **software**. Cada *run* es todo el cálculo de cómo interaccionan en nuestra simulación un número determinado de partículas primarias, cada *event* es lo que ocurre desde que se lanza una partícula primaria que va interaccionado a través del material hasta que se absorbe o deja de interaccionar y los diferentes puntos consecutivos donde se calcula cómo interacciona esa partícula son los *steps*. Los representamos esquemáticamente en la siguiente Figura (Fig. 2.5).

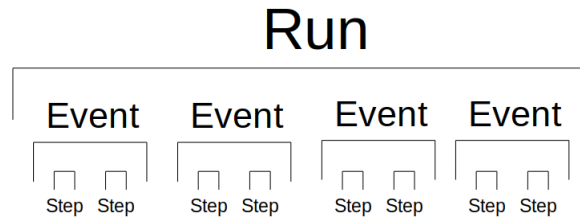


Figura 2.5: Esquema de jerarquía de *run*, *event* y *step*.

Para definir nuestra simulación en Geant4 utilizamos 6 clases en C++, las 3 primeras son imprescindibles y se denominan *mandatory clases*:

- *DetectorConstruction*: se define todo lo relativo a la geometría del sistema de detectores (jerarquía y definición de los volúmenes) y los materiales de los que están compuestos. Los diferentes volúmenes se definen a 3 niveles:
  - Sólido: define las dimensiones de una figura geométrica con el interior hueco. Pueden realizarse diferentes operaciones (adición, sustracción, unión, etc.) entre los volúmenes sólidos.
  - Lógico: establece el material del que está compuesto un volumen sólido definido previamente.
  - Físico: localiza un determinado volumen lógico en un punto del espacio y con una determinada orientación.
- *PhysicsList*: se define toda la física a considerar en el proceso. En este caso utilizaremos paquetes de físicas predefinidos que incluyen principalmente las interacciones electromagnéticas. También podemos seleccionar la longitud de producción de electrones secundarios. Los diferentes procesos físicos pueden conectarse y desconectarse a voluntad para observar diferentes efectos.
- *PrimaryGeneratorAction*: se definen las propiedades de la fuente primaria de la simulación como su posición, el tipo, la energía, dirección, número de partículas lanzadas, etc.

Después tenemos tres clases opcionales que permiten decidir como se trata el flujo de información y que se obtiene al final de la simulación:

- *RunAction*: se establece como se va a estructurar la información al principio la simulación y cada cuantos eventos se escribe información en disco.
- *EventAction*: aquí definiremos qué información queremos guardar al final de cada evento, por ejemplo, calcular toda la energía depositada en el detector en ese evento, almacenarla en un canal y tomarla como una cuenta.
- *SteppingAction*: donde establecemos qué tipo de información queremos que nos muestre el programa en cada paso, pudiendo tener información sobre el tipo de partícula, su energía, su posición en el volumen, que tipo de interacción ha realizado, etc.

### 2.2.3. Herramienta de análisis de datos ROOT.

ROOT es una potente herramienta gratuita, desarrollada en el CERN, implementada en C++ con la que realizar análisis de datos científicos de última generación. Cuenta con una particular estructura de datos organizada en *Trees*, *Branches* y *Leaves* que permite agrupar, identificar y analizar en Geant4 fácilmente los datos obtenidos por medidas experimentales o simulaciones.

En nuestro caso, podemos organizar los datos de salida de nuestras simulaciones en Geant4 para obtener ficheros directamente legibles y tratables por ROOT, lo que evidencia la sinergia entre los dos códigos. El resultado de cada simulación se guarda en un *Tree* diferente, en el que las diferentes *branches* se corresponden con las diferentes variables de interés: energía depositada, detector en el que se deposita la energía, ángulo de dispersión, etc. Una vez tenemos esos datos de la simulación hemos utilizado ROOT para obtener las diferentes gráficas, histogramas, mapas de energía, mapas de cuentas, diferentes correcciones sobre los datos obtenidos, etc. En definitiva, ROOT nos ha permitido analizar los datos de una manera eficiente y rápida hasta llegar a obtener los resultados finales de este trabajo.

## 3. Diseño de los experimentos

El diseño de un experimento comienza con la idea que se quiere estudiar, en este caso, la viabilidad de utilizar la instrumentación nuclear descrita en la sección 2 para comenzar a desarrollar un dispositivo de imagen médica por proton CT. Para llevar a cabo esta idea se pensó en realizar un primer experimento que sirviese como prueba de concepto y puesta a punto de instrumentación básica (CMAM) y después un nuevo experimento que nos acercase mas al caso médico (CEPA4).

Una vez se tiene la idea, es necesario contabilizar en número de variables a tener en cuenta en el experimento, estudiarlas y analizarlas cuidadosamente; preparar la electrónica asociada al experimento y realizar varias simulaciones que nos permitirán, tanto aprovechar de la forma más eficiente posible los tiempos de haz y tomar buenas medidas de los efectos que queremos observar, como predecir los resultados que se van a obtener en los experimentos reales.

A continuación se detallará el diseño de ambos experimentos, las diferentes variables a tener en cuenta y cómo se ha llegado a establecer los parámetros definitivos óptimos para la realización del experimento.

### 3.1. Experimento CMAM.

Para realizar la prueba de concepto se utilizó el acelerador tándem de tipo Cockroft-Walton del Centro de MicroAnálisis de Materiales (CMAM) [21] de la Universidad Autónoma de Madrid, cuya energía máxima para protones es de  $10\text{ MeV}$ . Conociendo la energía a la que se va a realizar el experimento se pensó en un sistema preliminar que consistía en 2 detectores DSSSD delgados para realizar el seguimiento de la trayectoria de los protones y poder reconstruir la imagen con protones, y un PAD, que es un detector de Si de un grosor determinado que frenara los protones por completo (Fig. 3.1).

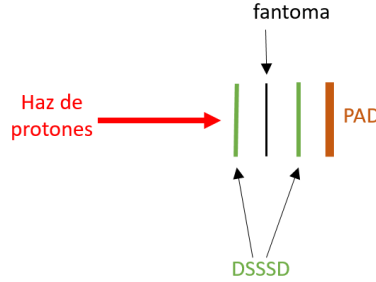


Figura 3.1: Esquema del diseño experimental preliminar del experimento CMAM

#### 3.1.1. Intensidad y ángulo de dispersión.

El primer problema a tener en cuenta a nivel de diseño experimental es que la intensidad del haz de protones proporcionado por CMAM para un haz estable era  $\sim 1\text{ nA} = 6.24 \cdot 10^9\text{ pps}$ , demasiado alta para que incidiera sobre nuestro equipo sin dañar los detectores, que soportan hasta  $10^6\text{ pps}$ . Además, la frecuencia de actualización óptima de nuestro sistema de adquisición es de aproximadamente  $1\text{ kHz}$  y para minimizar el tiempo muerto lo ideal sería acercarnos lo mas posible a esos valores de intensidad. Para solucionar este problema se optó por poner un blanco sobre el que los protones se dispersaran y estudiar la intensidad de partículas en función del ángulo dispersión Rutherford ( $\theta$ ) para elegir la posición de nuestros detectores.

Las restricciones espaciales a las que nos enfrentamos para elegir la ubicación óptima de nuestros detectores y así obtener la intensidad deseada para nuestro experimento provenían de las dimensiones de la cámara de vacío (Fig. 3.2) que se utilizaría. Esta nos permitiría ubicar los detectores a una distancia máxima de  $36.5\text{ cm}$  entre el blanco de dispersión y el primer detector DSSSD, y el centro de éste a un ángulo máximo de  $24^\circ$  con respecto a la dirección del haz principal.

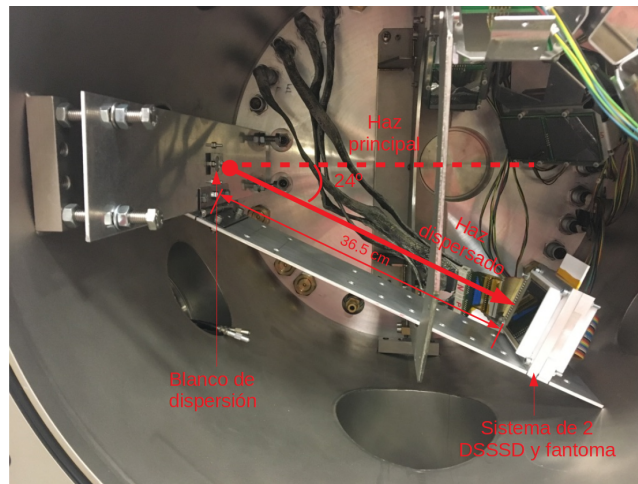


Figura 3.2: Foto y dimensiones máximas admitidas por la cámara de vacío del CMAM para este experimento.

Se utilizó el programa SRIM&TRIM [23] para estimar el número de partículas dispersadas en función del ángulo de dispersión a partir de una simulación Monte Carlo lanzando  $10^5$  protones sobre un blanco de  $^{47}\text{Ti}$  de  $50\text{ }\mu\text{m}$  de grosor. De los resultados obtenidos se extrajo la distribución angular de las partículas (Fig. 3.3) y se comprobó que seguían la distribución de Rutherford indicada en la ecuación 3.1.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E_0} \right)^2 \frac{1}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (3.1)$$

Se desarrolló un código en Matlab para analizar los datos y calcular la intensidad que llega al detector en función de: la intensidad de partículas del haz principal, la distancia al blanco de dispersión, el ángulo que subtiende el centro del detector con el haz principal y la superficie del detector. Se obtuvo que tendríamos que seleccionar un ángulo mayor que el que nos permite la cámara para no poner en riesgo nuestros detectores. Los resultados de nuestro cálculo y la comparación con la curva teórica de la ecuación 3.1 puede verse en la Figura 3.3.

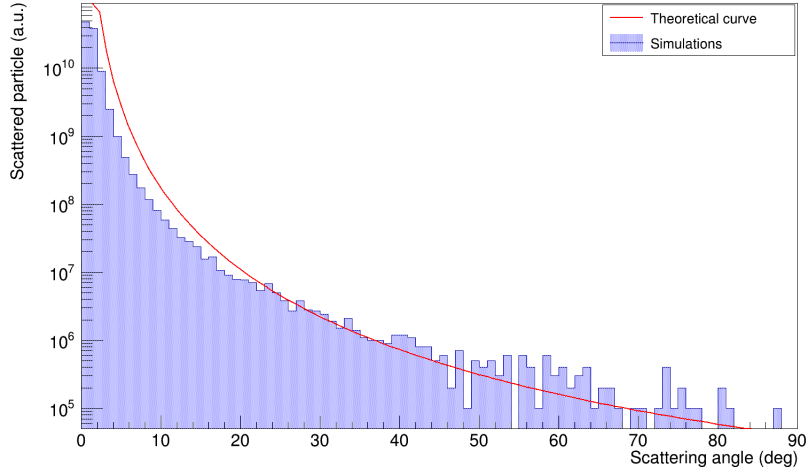


Figura 3.3: Histograma del ángulo de dispersión cada partícula del haz de protones al atravesar la lámina de  $^{47}\text{Ti}$  en comparación con la distribución de dispersión Rutherford (ec. 3.1).

En este caso particular podemos resolver la ecuación analítica utilizando la herramienta *detector loading by elastic scattering* de la web Nuclear Reaction Video Project [22] ya que conocemos las dimensiones del detector, su orientación, la intensidad inicial del haz, el tipo de proyectil y su energía, y el blanco (material y espesor), podemos calcular el número de partículas que llegan a nuestro detector. El resultado se muestra en la siguiente Figura (Fig 3.4).

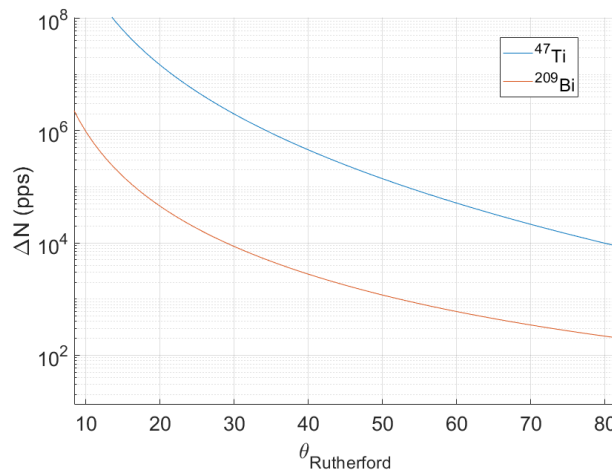


Figura 3.4: Cálculo del número de partículas que llegan al primer detector por segundo para un blanco de  $50\mu\text{m}$  de  $^{47}\text{Ti}$  (azul) y  $1.22\mu\text{m}$  de  $^{209}\text{Bi}$  (rojo).

Se comprobó de nuevo el blanco de  $^{47}\text{Ti}$  de  $50\mu\text{m}$ , pero como podemos ver en la figura anterior, habría que recurrir a ángulos de dispersión mayores de  $40^\circ$  para que no exista riesgo de deterioro en nuestros

detectores ( $\Delta N < 10^6$  pps). Esto no es factible debido a que el ángulo máximo que admite nuestra cámara de vacío era  $24^\circ$  (ver Fig. 3.2).

Se pensó entonces en recurrir a un material de menor  $Z$  o menor grosor, ya que eso disminuiría la sección eficaz de dispersión Rutherford. En el laboratorio disponíamos de láminas de  $^{209}\text{Bi}$  de aproximadamente  $1.22\ \mu\text{m}$  de grosor, consiguiendo una reducción significativa del número de partículas por segundo que llegan al primer DSSSD, aproximadamente  $10^4$  pps, para el ángulo límite de  $24^\circ$ , esto significa que sería viable realizar el experimento en esas condiciones y que nuestro equipo no correría riesgos. Con lo que el blanco final que utilizamos en el experimento es el  $^{209}\text{Bi}$  de  $1.22\ \mu\text{m}$  de grosor. También se ha estudiado la pérdida de energía en la dispersión para  $24^\circ$ , siendo del orden de  $0.01\ \text{MeV}$ .

### 3.1.2. Energía depositada en cada elemento del sistema.

Una vez establecemos la posición correcta del equipo con respecto al haz de protones debemos estimar la energía depositada en los diferentes detectores y en el fantoma con el fin de determinar los espesores óptimos para nuestra medida. Utilizando el programa SRIM&TRIM [17] y considerando los detectores como un volumen de Si de un grosor determinado y el fantoma como PVC ( $\text{C}_2\text{H}_2\text{Cl}$ )<sub>n</sub> obtenemos la energía depositada en los diferentes elementos del sistema (Tabla 3.1).

Tabla 3.1: Energía depositada y energía restante para un haz de protones de  $10\ \text{MeV}$  en los detectores y fantoma del experimento CMAM. Calculado con SRIM&TRIM [17].

Material	$E_{\text{depositada}}\ (\text{MeV})$	$E_{\text{restante}}\ (\text{MeV})$
Blanco de $^{209}\text{Bi}$ + dispersión	0.01	9.99
DSSSD 1 $60\ \mu\text{m}$ (Si)	0.53	9.46
Fantoma $500\ \mu\text{m}$ (PVC)	3.22	6.24
DSSSD 2 $60\ \mu\text{m}$ (Si)	0.71	5.53
PAD (Si)	Se frenan por completo si <i>espesor</i> $> 200\ \mu\text{m}$	

En base a estos valores de energía depositada se tomó la decisión de aumentar el grosor del segundo detector DSSSD a  $1\ \text{mm}$  para así frenar por completo los protones y simplificar el sistema eliminando el detector PAD. Además, se confirmó que la energía de los protones al salir del fantoma nos permitía un amplio margen en el diseño del patrón que añadimos al fantoma.

### 3.1.3. Área efectiva de los DSSSD's.

Debido a la inclinación angular con respecto a la dirección perpendicular al DSSSD que adquieren los protones tras dispersarse en el blanco de  $^{209}\text{Bi}$  ocurre que, si trazamos una línea desde los extremos laterales del DSSSD 2 hasta el centro dispersor, cortamos cierta superficie del DSSSD 1 (zona azul del DSSSD 1 en la Fig. 3.5), esto significa que los protones que atraviesan esa región del DSSSD 1 nunca llegarán al DSSSD 2, perdiendo su información. Definimos entonces el área efectiva (zona roja del DSSSD 1 en la Fig. 3.5) del detector DSSSD 1 como la superficie que atraviesan todos los protones que impactan en el segundo detector DSSSD.

Se realiza un estudio de esta área efectiva para seleccionar la distancia idónea entre el blanco de dispersión y el primer detector DSSSD (véase Fig. 3.5). Utilizamos la distancia máxima que nos permite la cámara de vacío para nuestro cálculo, ya que cuanto más nos alejemos del blanco de dispersión más paralelos llegarán los haces de protones al 1<sup>er</sup> DSSSD.

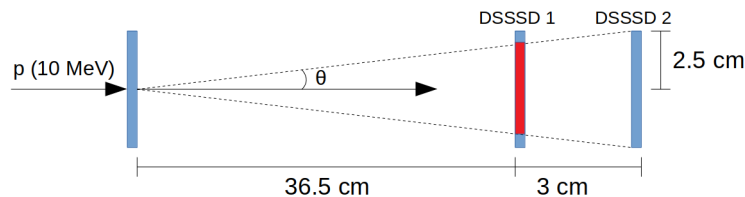


Figura 3.5: Esquema del cálculo del área efectiva (en rojo) de los detectores DSSSD respecto del punto de interacción del protón en el blanco de dispersión (se asume ser el punto central). Esquema no a escala.



Obteniendo que el área efectiva del DSSSD 1 es aproximadamente el 85.4 %, lo que se traduce en que los protones que atraviesan los píxeles laterales del 1<sup>er</sup> DSSSD no llegarán al 2<sup>o</sup> DSSSD y observaremos un pequeño efecto zoom en la imagen perdiendo visibilidad en los bordes del fantoma reduciendo así nuestro campo de visión ligeramente. Sería ideal colocar el sistema de detectores a mayor distancia del blanco de dispersión para minimizar este efecto, pero debido a las restricciones de la cámara de vacío, la distancia máxima permitida es de 36.5 cm.

### 3.1.4. Patrones de los diferentes fantomas.

Por último nos queda decidir el material y las dimensiones de los diferentes fantomas y sus patrones, la forma de estos y el número de fantomas diferentes. Las dimensiones del fantoma debían de ser, al menos, igual al área activa de los detectores DSSSD ( $5 \times 5 \text{ cm}^2$ ) y queríamos que el material de base fuera algún tipo de plástico de aproximadamente 0.5 mm de grosor, para tener una pérdida de energía medible pero no excesiva, con lo que usamos láminas de PVC con esas dimensiones.

Como vimos en la sección 3.1.2 tenemos un margen de energía de aproximadamente 6 MeV que es la diferencia entre la energía restante de los protones al atravesar el PVC y el umbral de energía de los detectores DSSSD ( $\sim 200 \text{ keV}$ ). Esto nos permitió utilizar láminas finas de aluminio (0.2 mm) (deposita  $\sim 3.2 \text{ MeV}$ ) para elaborar los patrones que colocaríamos en la superficie del fantoma.

Una vez decidimos que la base del fantoma sería de 0.5 mm de PVC y para el patrón utilizaríamos una lámina de aluminio de 0.2 mm tenemos que decidir qué patrones de fantoma nos permiten estudiar: la capacidad de nuestro sistema para diferenciar entre distintos materiales y la resolución espacial de nuestros detectores DSSSD. En cuanto al número de fantomas, podemos medir 4 diferentes ya que de los 3 días que dura el experimento, el primero se emplea para las calibraciones de energía de los detectores, lo que nos deja 2 días con tiempo para medir con 2 fantomas por día.

El diseño final de los fantomas lo podemos ver en la Figura 3.6.

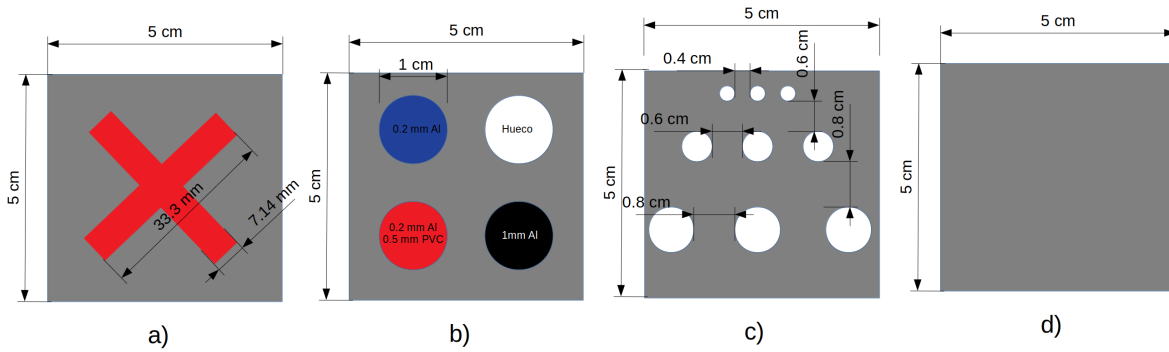


Figura 3.6: Diseño de los diferentes fantomas utilizados en el experimento CMAM: a) cruz, b) D4, c) Derenzo y d) uniforme.

El fantoma cruz (a) nos proporciona una forma geométrica de dimensiones conocidas que intentaremos recuperar a partir del análisis de datos de las energías depositadas en los detectores simulados. La cruz fabricada en aluminio se añadió a la capa de 0.5 mm de PVC y se colocó girada para evitar que sea paralela a los píxeles del detector DSSSD. Los grosores son: 0.5 mm de PVC y 0.2 mm de Al.

El fantoma D4 (b) nos permite estudiar la energía depositada en los detectores cuando los protones atraviesan diferentes grosores y combinaciones de materiales en una sola medida experimental. Consta de 4 regiones circulares diferentes de 1 cm de diámetro cada una: un hueco, en el que los protones pasan sin depositar energía en el fantoma; una región de 1 mm de Al donde los protones se frenan completamente en el fantoma; una zona en la que sólo tenemos 0.2 mm de Al; una región en la que tenemos los mismos espesores que en el fantoma cruz (0.5 mm de PVC y 0.2 mm de Al) y el cuerpo del fantoma de 0.5 mm de PVC.

El fantoma Derenzo (c) se utiliza para estudiar la resolución espacial de nuestro dispositivo. Consta de 3 filas de 3 agujeros huecos cada uno de 4, 6 y 8 mm de diámetro, separados esa misma distancia horizontalmente como puede verse en la Figura 3.6.

Por último, el fantoma uniforme se utiliza para realizar correcciones sobre los otros 3 fantomas, como luego veremos más en detalle.



La manufactura de estos 4 fantasmas también formó parte del trabajo. En Figura 3.7 podemos ver los fantasmas reales empleados en la medida experimental.

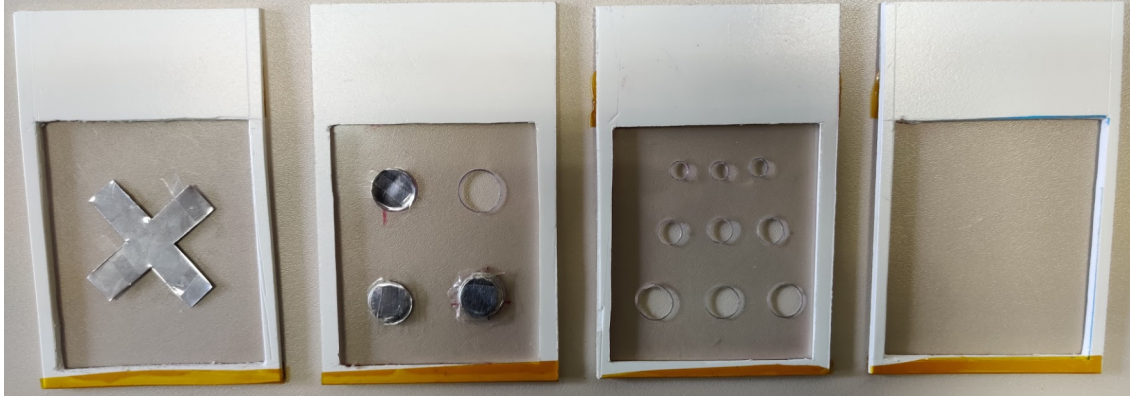


Figura 3.7: Fantasmas reales que se utilizaron en el experimento.

### 3.1.5. Diseño experimental final CMAM.

Partiendo de un haz de protones de  $10\text{ MeV}$  y una intensidad de  $1\text{ nA}$  se ha establecido la distancia adecuada entre el blanco de  $^{209}\text{Bi}$  y el primer detector,  $36.5\text{ cm}$ , y el ángulo que subtiende con respecto al haz principal de protones,  $24^\circ$ , teniendo en cuenta las restricciones de la cámara y la limitación en intensidad de nuestro sistema de detectores.

Se ha decidido el tipo y grosor de cada detector en base a un primer estudio de la energía depositada en cada elemento del sistema experimental; reduciendo el número de detectores que se planteó inicialmente al aumentar el grosor del segundo detector DSSSD a  $1\text{ mm}$ , lo que permite utilizarlo tanto para conocer la trayectoria de los protones al salir del fantoma como para frenarlos por completo.

Por último, se ha verificado que el área efectiva del  $1^{\text{er}}$  detector para esta configuración es suficiente para realizar el experimento y se han decidido los patrones de los fantasmas. Todo esto nos permite presentar el diseño final del experimento (Fig. 3.8):

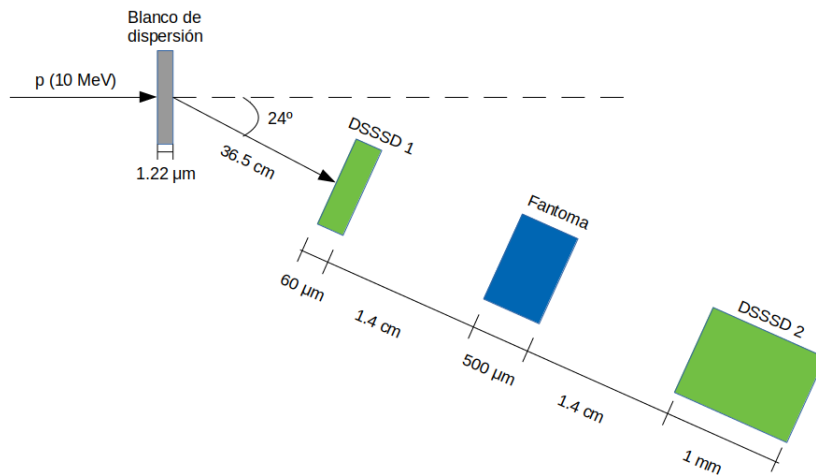


Figura 3.8: Esquema del diseño final del experimento CMAM. Blanco de  $^{209}\text{Bi}$ , detectores DSSSD de Si y fantoma de PVC con patrones de Al. Esquema no a escala.

Este esquema será el sistema de blanco, detectores y fantoma que construiremos para nuestra simulación Monte Carlo del experimento CMAM.

### 3.2. Experimento CEPA4.

El objetivo final de este trabajo consiste en estudiar la viabilidad de utilizar el detector CEPA4 [13], que está compuesto de 4 detectores tipo phoswich construidos uniendo  $\text{LaBr}_3$  de 4 cm más  $\text{LaCl}_3$  de 6 cm conectados a un mismo fotomultiplicador obteniendo así una única señal de salida por cada phoswich, como dispositivo para realizar imagen médica con protones. Con lo que, una vez diseñada y estudiada la prueba de concepto propuesta en el experimento CMAM podemos continuar con el diseño del siguiente experimento a simular, CEPA4.

En este experimento nos acercaremos más al caso médico, diseñaremos fantasmas de dimensiones más realistas, espesores de varios centímetros; y utilizaremos haces de protones a energías típicas para realizar imagen médica, entre  $100 - 200 \text{ MeV}$ . A diferencia del experimento CMAM, un detector DSSSD grueso no es suficiente para parar los protones tras atravesar el fantoma y es aquí donde cobra relevancia el detector CEPA4, que tiene capacidad para frenar completamente protones de hasta aproximadamente  $200 \text{ MeV}$  [13].

El diseño preliminar de este experimento es similar al anterior, dos detectores DSSSD finos para obtener la distribución espacial de los protones y el detector CEPA4 que frena por completo los protones que salen del 2º DSSSD (Fig. 3.9) proporcionando así una forma de determinar la energía perdida en el fantoma.

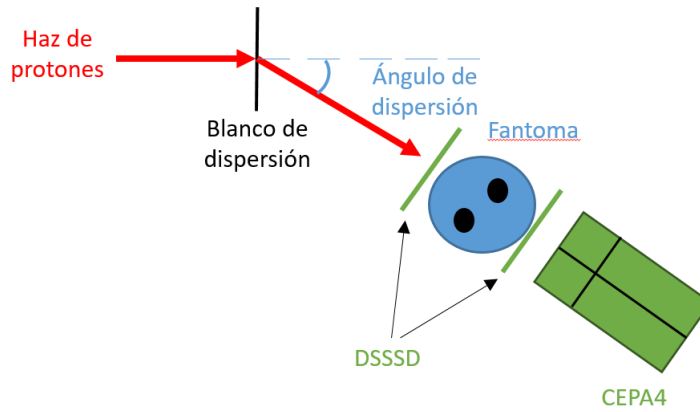


Figura 3.9: Esquema del diseño experimental preliminar del experimento con CEPA4

#### 3.2.1. Intensidad y ángulo de dispersión.

Actualmente no se ha establecido en qué instalación se realizará este experimento pero hay bastantes probabilidades de que se realice en el Bronowice Cyclotron Centre (CCB) en Cracovia (Polonia) con lo que se utilizará la intensidad del haz de protones de esta instalación ( $\sim 1 \text{ nA}$ ) [13] para hacer los cálculos pertinentes.

Este experimento se realizará en aire, es decir, no estamos limitados por las dimensiones de una cámara de vacío, simplemente por las dimensiones de la instalación y asumiremos que tenemos total libertad para colocar el sistema en la posición más adecuada. Cuando el experimento se realice se tratará de ubicar en una disposición lo mas similar posible a la que establezcamos a partir de los cálculos y simulaciones Monte Carlo que hemos realizado y que son presentados en este capítulo.

Al igual que en el experimento CMAM, la intensidad del haz es demasiado alta como para que el haz de protones incida directamente sobre el equipo, por lo que recurriremos de nuevo a poner un blanco sobre el que los protones se dispersen y colocaremos nuestro sistema a un cierto ángulo con respecto al haz principal. Como no tenemos grandes limitaciones geométricas podemos posicionar nuestro sistema más lejos del blanco de dispersión que en el experimento del CMAM. Pondremos el 1º DSSSD a una distancia de  $1 \text{ m}$  del blanco de dispersión, cuanto más nos alejemos del blanco más paralelos llegarán al sistema de detectores los haces de protones que se producen después de la dispersión Rutherford y menor será la reducción de campo de visión que definimos previamente en el experimento CMAM.

En cuanto al material del blanco de dispersión utilizaremos  $^{47}\text{Ti}$  de  $50 \mu\text{m}$  [13] de grosor. Al ser los protones más energéticos, estar mas alejados del blanco de dispersión en este experimento que en el experimento CMAM y tener la misma superficie activa de detección, necesitamos un blanco mas grueso que el  $^{209}\text{Bi}$  de  $1.22 \mu\text{m}$ , para así aumentar la sección eficaz de dispersión Rutherford.

De nuevo utilizamos la herramienta *detector loading* de la web Nuclear Reaction Video Project [22] para calcular analíticamente el número de partículas que llegan a nuestro detector por segundo en función del ángulo de dispersión (Fig. 3.10) para una energía del haz de  $100\text{ MeV}$  ya que sería la menor del rango de energías de interés y resultaría en una mayor sección eficaz de dispersión Rutherford, con lo que si el ángulo que determinemos es válido para esta energía, también lo será para energías superiores.

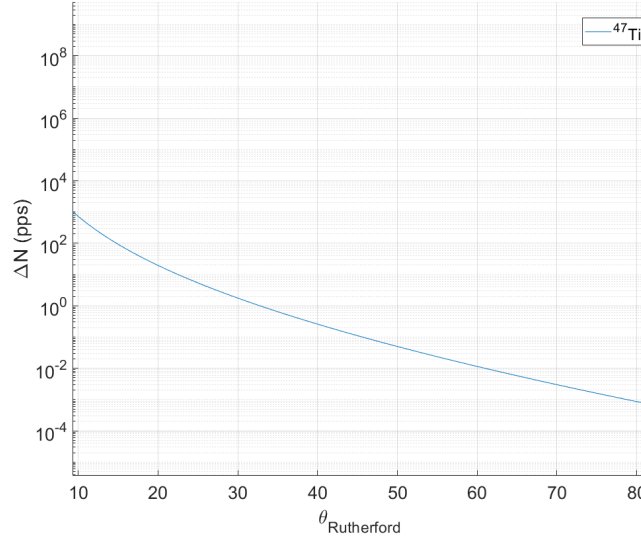


Figura 3.10: Cálculo del número de partículas que llegan al primer detector por segundo para un blanco de  $^{47}\text{Ti}$ .

A la vista de la Figura 3.10, un ángulo de  $20^\circ$  o mayor sería suficiente para que la intensidad de partículas que llega a nuestros detectores no llegue a dañarlos y no cause problemas de excesivo tiempo muerto en nuestro sistema de adquisición. Al igual que en el experimento CMAM también se ha comprobado este resultado analítico a partir de una simulación Monte Carlo del programa SRIM&TRIM [23] y su posterior tratamiento de datos con el algoritmo de Matlab mencionado en la sección 3.1.1, obteniendo un resultado aproximado de  $120\text{ pps}$ , similar a lo obtenido analíticamente para las mismas condiciones. Con lo que el blanco establecido para el experimento será una lámina de  $^{47}\text{Ti}$  de  $50\text{ }\mu\text{m}$  y el sistema de detectores y fantoma se colocará a una distancia de  $1\text{ m}$  del blanco de dispersión y a un ángulo de  $20^\circ$  con respecto al haz principal. También se ha estudiado la pérdida de energía en la dispersión para  $20^\circ$ , siendo del orden de  $0.3\text{ MeV}$ .

### 3.2.2. Diseño del fantoma y energía del haz de protones.

El siguiente paso es determinar la energía del haz de protones y diseñar el fantoma que se va a utilizar. A diferencia del experimento CMAM, en el que estábamos limitados por la energía máxima que podía alcanzar el acelerador de la instalación, aquí los factores que decidirán la energía del haz son: las limitaciones del detector CEPA4, las características del fantoma y la posición del pico de Bragg.

La limitación del detector CEPA4 para frenar por completo protones de más de  $200\text{ MeV}$  es inherente a las propiedades físicas (densidad, longitud, etc.) de los cristales de  $\text{LaBr}_3$  y  $\text{LaCl}_3$  que lo componen. Sin embargo, se ha optado por colocar el detector CEPA4 de lado, es decir, de tal forma que los protones que atraviesan nuestro sistema de detectores incidan directa y exclusivamente sobre los cristales de  $\text{LaCl}_3$  (veremos en la sección 3.2.5 el esquema detallado), ya que esta configuración es compatible con las superficies efectivas del resto de detectores y simplifica el tratamiento de datos evitando tener que tratar señales procedentes de dos centelleadores con distintas propiedades en el mismo fotomultiplicador. El principal inconveniente de esta configuración es que la energía máxima para que los protones se paren en el detector baja a  $\sim 160\text{ MeV}$ . Aunque una de las principales ventajas de detector CEPA4 como *phoswich* es la posibilidad de poder reconstruir la energía inicial de los protones sin que estos se paren en el detector [13] debido a su configuración de telescopio<sup>10</sup>, en este trabajo decidimos que los protones se paren en el interior del detector para simplificar el análisis.

<sup>10</sup>Configuración de dos detectores, uno delgado y otro mas grueso que permiten la identificación de partículas y la reconstrucción de su energía inicial.

En cuanto a las características del fantoma, se utilizará un cilindro fabricado de PMMA ( $C_5O_2H_8)_n$  ( $\rho = 1.18 g/cm^2$ ) de 6 cm de diámetro y 5 cm de altura (Fig. 3.11a)b)). Dentro del cilindro se realizarán dos perforaciones cilíndricas de 1.5 cm de diámetro que se rellenarán de diferentes materiales: aire, agua o alcohol. Por tanto, los protones tienen que tener energía suficiente para atravesar al menos 6 cm de PMMA. También, se pretende que el pico de Bragg se posicione al límite del fantoma (Fig. 3.11c)) para maximizar la sensibilidad a la energía de la imagen.

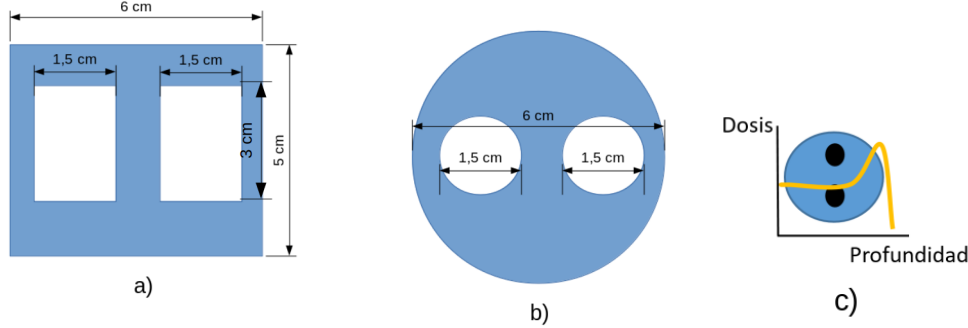


Figura 3.11: Esquema del diseño y dimensiones del fantoma: a) corte transversal en el centro del cilindro y b) vista desde arriba. c) representación esquemática de la posición del pico de Bragg al límite del fantoma.

Para conocer la energía mínima suficiente para atravesar ese grosor de PMMA y estudiar la posición del pico de Bragg para diferentes energías se ha utilizado la web nucleónica [26] obteniendo una energía de aproximadamente 94 MeV para atravesar el fantoma en su parte más gruesa. Con lo que un haz de protones 100 MeV de energía (Fig. 3.12) será suficiente para que los protones atraviesen el fantoma y se paren en el primer cristal de  $LaCl_3$  del detector CEPA4. También simularemos un haz de 150 MeV para estudiar la imagen cuando los protones se paran en el segundo cristal de  $LaCl_3$  una vez hayan atravesado el primero.

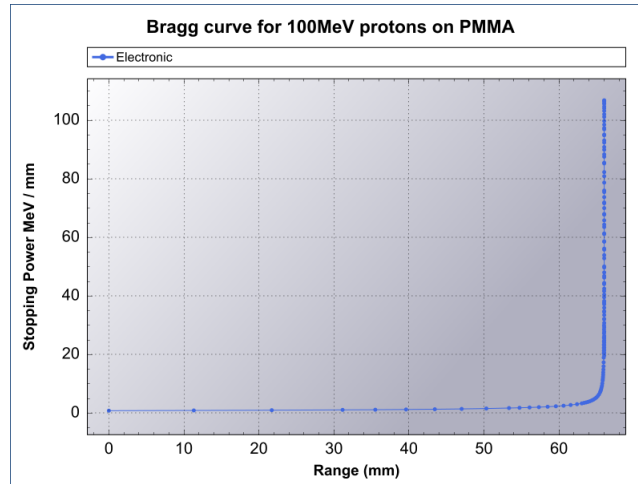


Figura 3.12: Curva de Bragg calculado a partir de nucleónica para protones de 100 MeV incidiendo sobre PMMA. Se ve que el pico de Bragg queda a pocos milímetros del borde del fantoma (60 mm).

### 3.2.3. Energía depositada en el sistema.

Una vez se han decidido las energías del haz de protones hacemos un estudio previo de la energía depositada en cada elemento del montaje para el caso de energía más baja, 100 MeV (Tabla 3.2), utilizando el programa SRIM&TRIM. El objetivo es determinar los grosores óptimos de nuestros detectores DSSSD para el fantoma diseñado en la sección anterior.

Tabla 3.2: Energía depositada y energía restante para un haz de protones de  $100\text{ MeV}$  en los detectores y fantoma del experimento CEPA4. Calculado con SRIM&TRIM.

Material	$E_{depositada}\text{ (MeV)}$	$E_{restante}\text{ (MeV)}$
Blanco de $^{47}\text{Ti}$ + dispersión	0.3	99.7
DSSSD 1 $500\text{ }\mu\text{m}$ (Si)	0.6	99.1
Fantoma $6\text{ cm}$ (PMMA)	75.8	23.3
DSSSD 2 $500\text{ }\mu\text{m}$ (Si)	1.1	22.2
CEPA4	Se frenan por completo	

Partiendo de un grosor de  $500\text{ }\mu\text{m}$  para los DSSSD del sistema vemos que la energía es mayor a  $0.5\text{ MeV}$  en ambos detectores. Estos valores son adecuados ya que los protones no pierden mucha energía comparada con su energía total, pero dejan suficiente energía en los detectores como para poder hacer un buen estudio de la resolución y superan el umbral donde suele aparecer el ruido electrónico asociado a estos detectores. Con lo que el grosor de los dos detectores DSSSD que utilizaremos será  $500\text{ }\mu\text{m}$ .

### 3.2.4. Apertura angular del haz y área efectiva de los DSSSD's.

De igual forma que procedimos para el experimento CMAM vamos a estudiar el área efectiva del DSSSD 1 para protones que impactan en el DSSSD 2 (Fig. 3.13) a la distancia de  $1\text{ m}$  que establecimos en la sección 3.2.1.

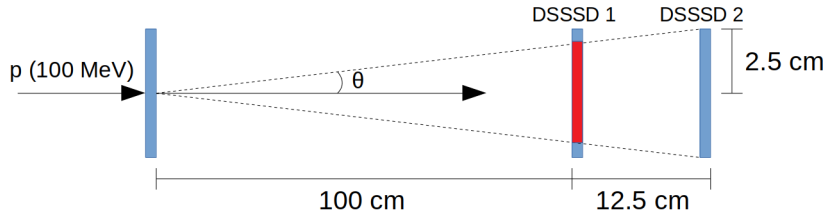


Figura 3.13: Esquema del cálculo del área efectiva de los DSSSD.

Obtenemos que el área efectiva del DSSSD 1 es aproximadamente  $79\%$  lo que de nuevo se traduce en que los protones que atraviesen los píxeles laterales del DSSSD 1 no llegarán al DSSSD 2 y observaremos un pequeño efecto zoom en la imagen. Este valor será un poco menor ya que no hemos tenido en cuenta la posible desviación de la trayectoria que pueden sufrir los protones en un fantoma de semejante grosor. Cabe destacar que, si la instalación nos lo permite, siempre podemos alejarnos más del blanco de dispersión, lo que aumentaría el área efectiva del detector.

### 3.2.5. Diseño experimental final CEPA4.

Asumiendo una intensidad de partículas del haz de protones de  $1\text{ nA}$  y una distancia al blanco de dispersión de  $^{47}\text{Ti}$  de  $1\text{ m}$ , se ha establecido un ángulo de  $20^\circ$  para tener una tasa de conteo de partículas suficiente sin que nuestro equipo corra riesgos.

Se ha diseñado el fantoma del experimento de forma que nos acerque más al caso clínico en tamaño, forma y densidad del cuerpo del fantoma como de los diferentes materiales que actúan de patrones. Concluyendo en un fantoma de PMMA cilíndrico de  $6\text{ cm}$  de diámetro con dos huecos cilíndricos rellenos de diferentes materiales: agua, alcohol y aire.

En base a este fantoma se han escogido las posibles energías del haz, para que los protones lo atraviesen completamente y se paren en el primer cristal de  $\text{LaCl}_3$  del detector CEPA4 ( $100\text{ MeV}$ ) o bien, los protones alcancen el segundo cristal de  $\text{LaCl}_3$  y se paren en este ( $150\text{ MeV}$ ).

Con las energías del haz que hemos escogido, se ha podido realizar una primera estimación de las energías depositadas en nuestros detectores y en el fantoma, lo que nos ha permitido establecer el grosor de los detectores DSSSD,  $500\text{ }\mu\text{m}$  que se encargarán del seguimiento de las partículas.

Finalmente se ha verificado que el área efectiva del DSSSD 1 para esta configuración es ligeramente menor que para el experimento CMAM, aunque es suficiente para realizar el experimento. Todo esto nos permite presentar el diseño final del experimento (Fig. 3.14):

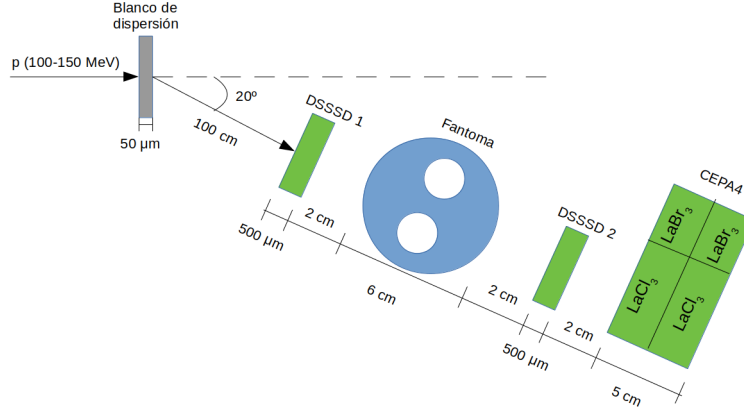


Figura 3.14: Esquema del diseño final del experimento CEPA4. Esquema no a escala.

Este esquema será el sistema de blanco, detectores y fantoma que construiremos para nuestra simulación Monte Carlo del experimento CEPA4.

## 4. Simulaciones y análisis de datos

Una vez hemos establecido la configuración geométrica de ambos experimentos y definido los diferentes tipos de detectores que se van a utilizar, los materiales que componen el fantoma y los diferentes patrones que utilizaremos, podemos proceder a generar simulaciones precisas de cada experimento que nos permitan predecir los resultados que obtendremos en los experimentos reales.

A lo largo de las siguientes secciones detallaremos todo el proceso de simulación y analizaremos los resultados obtenidos para las simulaciones de ambos experimentos. Incluiremos la comparación con los resultados experimentales para el experimento CMAM, que ha sido el objeto de análisis y trabajo de fin de máster de una compañera [17] y estudiaremos la viabilidad de utilizar el detector CEPA4 para obtener imagen con protones.

### 4.1. Simulación del experimento CMAM.

#### 4.1.1. Implementación de la geometría de la simulación.

El primer paso para poder realizar simulaciones de cómo interaccionan los protones al atravesar los diferentes detectores y fantoma consiste en implementar por completo la geometría utilizando programación orientada a objetos en lenguaje C++. Los diferentes parámetros de interés son presentados en la Tabla 4.1.

Tabla 4.1: Parámetros relevantes para llevar a cabo la simulación de la interacción de un haz de protones con nuestro sistema DSSSD 1 + fantoma + DSSSD 2 en el experimento CMAM.

Energía del haz	10 MeV
Nº de partículas lanzadas	$10^6$
Distribución gaussiana del haz	$FWHM = 0.5 \text{ cm}$
Tipo de partícula	Protones
Blanco de dispersión	$1.22 \mu\text{m}$ de $^{209}\text{Bi}$
DSSSD 1	$60 \mu\text{m}$ de Si
Fantoma	$500 \mu\text{m}$ de PVC con patrón de $200 \mu\text{m}$ de Al
DSSSD 2	1 mm de Si
Distancia blanco-DSSSD 1	36.5 cm
Distancia DSSSD 1-fantoma y fantoma-DSSSD 2	1.4 cm
Ángulo de dispersión	$24^\circ$

Construidos los detectores, establecidas las distancias y definidos los parámetros del haz de protones podemos ver una representación visual de la geometría simulada en la Figura 4.1.

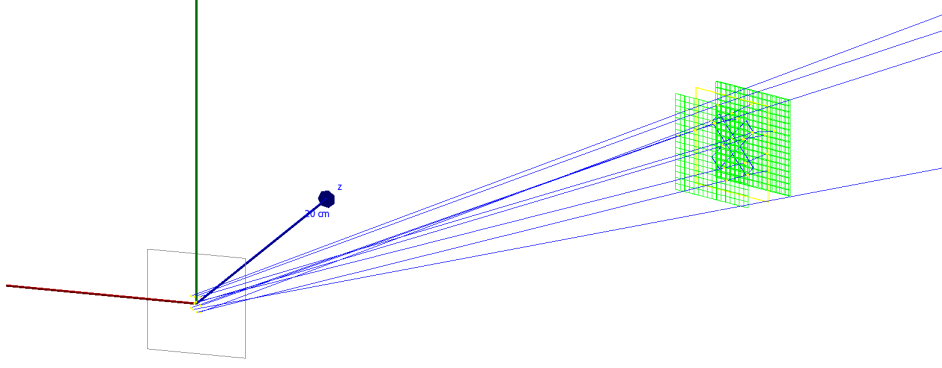


Figura 4.1: Visualización con QT [27] de la geometría de la simulación Geant4 del experimento CMAM. Blanco de dispersión (gris), DSSSDs (verde), fantoma (amarillo) y haz dispersado (azul).

#### 4.1.2. Generación de partículas primarias. Haz de protones.

El generador de partículas primarias es un haz de protones de  $10 \text{ MeV}$  de energía que va en la dirección del eje Z de nuestra geometría. La definición de este haz es sencilla, sin embargo, nos encontramos un problema al estudiar la dispersión de protones cuando colisionan con el blanco de dispersión. Ocurría que la distribución angular de los protones a la salida del blanco era correcta, pero la energía de los protones tras la colisión no cambiaba, no respetaba la cinemática de la dispersión Rutherford.

Para solucionar este problema implementamos en nuestro generador de primarios de Geant4 un código que, bajo la premisa de que todas las partículas sufrían efectos de dispersión en el centro del blanco de dispersión, calculaba el ángulo de dispersión de las partículas en base a la distribución de dispersión Rutherford y asociaba la energía correspondiente en función del ángulo de dispersión del protón. Esta energía tras la colisión se leía de la tabla de valores de la curva cinemática de protones de  $10 \text{ MeV}$  incidiendo sobre un blanco de  $^{209}\text{Bi}$  calculada con *relativistic kinematics calculator* [25]. Detallaremos los cálculos realizados a continuación.

La ecuación 3.1 nos daba la sección eficaz de interacción de Rutherford. Como sólo nos interesa la dependencia con el ángulo de dispersión  $\theta$ , podemos relacionarla de forma sencilla con la probabilidad de interacción (ec. 4.1).

$$\text{Prob} = \text{Rand} \cdot \frac{1}{K} \cdot \frac{1}{\sin^4(\frac{\theta}{2})} \quad (4.1)$$

Donde Rand es un número aleatorio lanzado con una distribución de probabilidad uniforme entre 0 y 1 y  $K$  es una constante de normalización que viene dada por la integral en el rango angular (ec. 4.2).

$$K = \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} \frac{1}{\sin^4(\frac{\theta}{2})} d\theta \quad (4.2)$$

Todos los ángulos vienen dados en el sistema de referencia centro de masas, con lo que debemos transformarlos al sistema laboratorio utilizando la ecuación 4.3.

$$\tan \theta_{lab} = \frac{\sin \theta_{CM}}{\cos \theta_{CM} + \frac{A_p}{A_t}} \quad (4.3)$$

Donde  $A_p$  y  $A_t$  son los números másicos del proyectil y el blanco respectivamente. Teniendo los ángulos en el sistema laboratorio calculamos el ángulo  $\varphi$  con una distribución de probabilidad uniforme entre 0 y  $2\pi$  (ya que estamos utilizando coordenadas esféricas) y a partir de estos ángulos y la distancia del blanco al DSSSD 1 obtenemos los vectores unitarios ( $\vec{u}_x, \vec{u}_y, \vec{u}_z$ ) que nos establecen la dirección de salida del protón simulado y le asignamos un valor a su energía cinética dado por curva cinemática.

En la Figura 4.2 podemos ver cómo se ajustan los valores de energía de nuestra simulación a la curva teórica de la que se leen los datos y como se ajusta la distribución angular de los protones generados a la distribución de Rutherford.



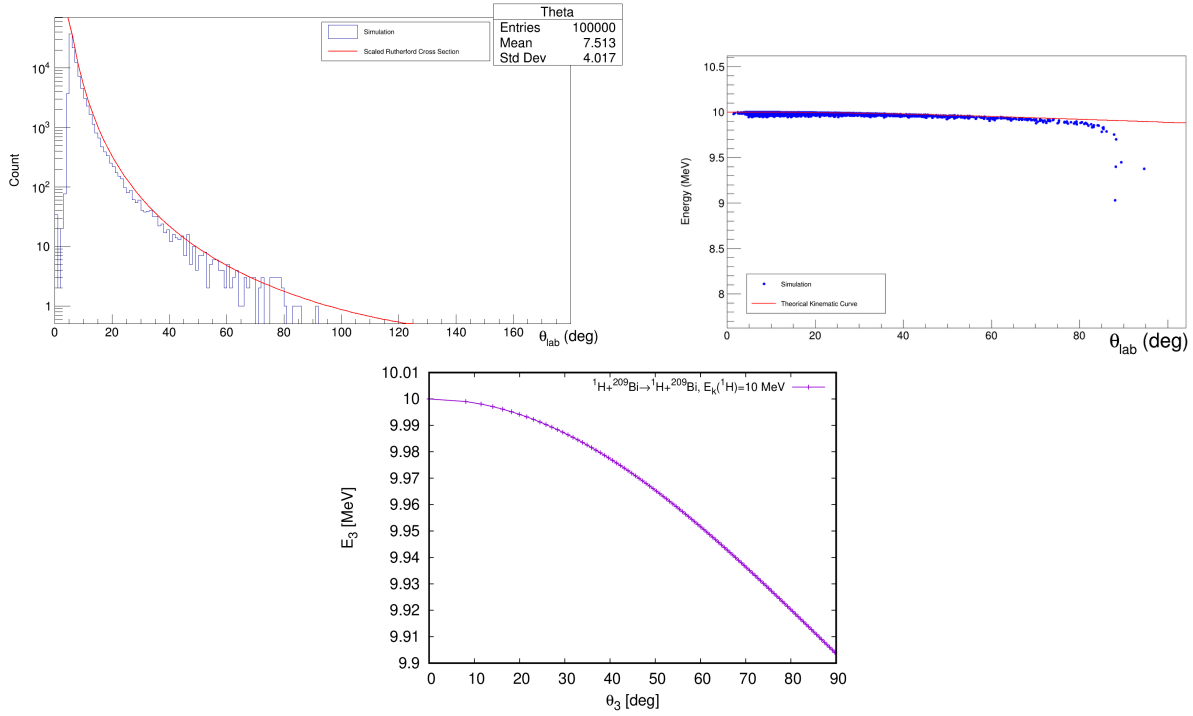


Figura 4.2: *Superior Izquierda*: Distribución angular de los protones simulados comparados con la curva de dispersión Rutherford. *Superior derecha*: Curva cinemática de los protones simulados al salir del blanco de dispersión comparados con la curva cinemática teórica, a partir de 80° vemos como los puntos simulados se alejan de la curva teórica, esto se debe a que el espesor recorrido en el blanco de dispersión es muy grande y la energía depositada en este comienza a ser relevante. *Inferior*: Curva cinemática teórica obtenida de [25].

Tras comprobar que nuestro código calcula correctamente la dispersión Rutherford restringimos el rango angular en  $\theta$  y  $\varphi$  a los ángulos que subtiende nuestro detector DSSSD 1, para optimizar nuestro tiempo de computación.

Por otro lado, el haz de partículas facilitado por la instalación CMAM tiene una anchura de aproximadamente 0.5 cm de diámetro con lo que para implementar esto en nuestro generador de primarios utilizamos un código que establece la posición X e Y, es decir, la posición en el plano transversal a la dirección del haz principal (eje Z), lanzando un número aleatorio siguiendo una distribución Gaussiana en ambas direcciones X e Y de  $FWHM = 0.5 \text{ cm}^{11}$ .

#### 4.1.3. Adquisición de datos.

Teniendo programada la geometría, la física involucrada y el generador de partículas primarias, sólo queda establecer cómo y qué datos queremos guardar en disco para ser analizados posteriormente.

Si recordamos aquí la nomenclatura empleada en la Figura 2.5, comenzamos por el *RunAction* donde establecemos que al principio del *Run* inicialice el Tree de ROOT y cree el archivo en disco, después definimos las diferentes *branches* y las vamos llenando con las variables que queremos, al final abrimos el archivo, guardamos la información de los eventos y cerramos el archivo. En el *EventAction* establecemos las variables que queremos guardar: energía a la salida del blanco incluyendo la dispersión y las pérdidas por ionización, ángulo de dispersión ( $\theta$ ), número del evento, multiplicidad<sup>12</sup>, canal<sup>13</sup> y energía depositada; y llenamos el Tree evento a evento. Finalmente en el *SteppingAction* definimos que para cada paso nos presente el volumen físico en el que se encuentra la partícula, su canal y la energía que ha depositado, además del ángulo de dispersión y la energía después de la colisión al salir del blanco de dispersión, para así poder comprobar que la dispersión de Rutherford que hemos implementado funciona correctamente.

Ya tendríamos configurados todos los aspectos de la simulación. Procedemos a lanzar  $10^6$  partículas y a lo largo de las siguientes secciones analizaremos y trataremos los datos obtenidos de las simulaciones.

<sup>11</sup>FWHM son las siglas en inglés de anchura a mitad de altura de la distribución Gaussiana.

<sup>12</sup>Llamamos multiplicidad al número de volúmenes sensibles diferentes que atraviesa la partícula a lo largo del evento.

<sup>13</sup>Llamamos canal al número que hemos asignado a cada volumen diferente para identificarlo.



## 4.2. Resultados CMAM.

Al finalizar la simulación se genera el Tree de ROOT que definimos en la sección anterior con la información de cada evento distribuida en 6 ramas diferentes (Fig. 4.3).

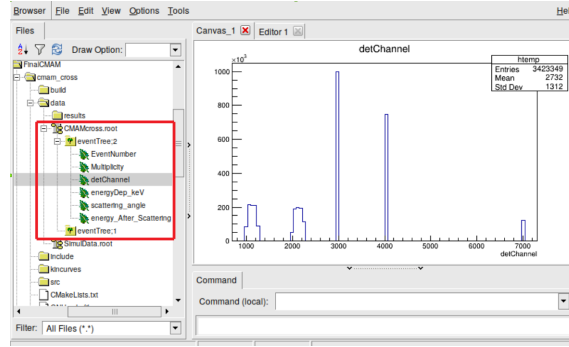


Figura 4.3: Ejemplo del fichero que contiene los datos estructurados en un Tree de una simulación y sus 6 ramas diferentes.

Estos datos pueden visualizarse directamente, pero para observar los efectos deseados hemos creado una macro de análisis de datos en ROOT que nos permitirá obtener los espectros de energía en los diferentes detectores, obtener los mapas de colisiones y de energías en cada DSSSD y obtener la imagen final de cada patrón teniendo en cuenta diversas correcciones que detallaremos a continuación.

Ya que el proceso de análisis de datos es similar para los 4 fantomas, los procesos complejos se detallarán para el fantoma cruz e iremos presentando y discutiendo los resultados para los diferentes fantomas a medida que avancemos en el texto.

### 4.2.1. Energía depositada en el sistema.

La información más relevante que podemos obtener de las simulaciones es la energía depositada en cada elemento del sistema. En concreto, lo que detectaremos en el experimento real será el espectro de la energía depositada en los detectores, que es lo que utilizaremos para reproducir la imagen del patrón del fantoma.

Tratando los datos obtenidos de la simulación Geant4 podemos extraer la energía depositada en cada elemento del sistema y representar el espectro que obtendríamos. Se ha utilizado una resolución en energía de los detectores DSSSD de  $\frac{\Delta E}{E} = 9.7\%$ . En la Figura 4.4 podemos ver el espectro obtenido para los diferentes fantomas.

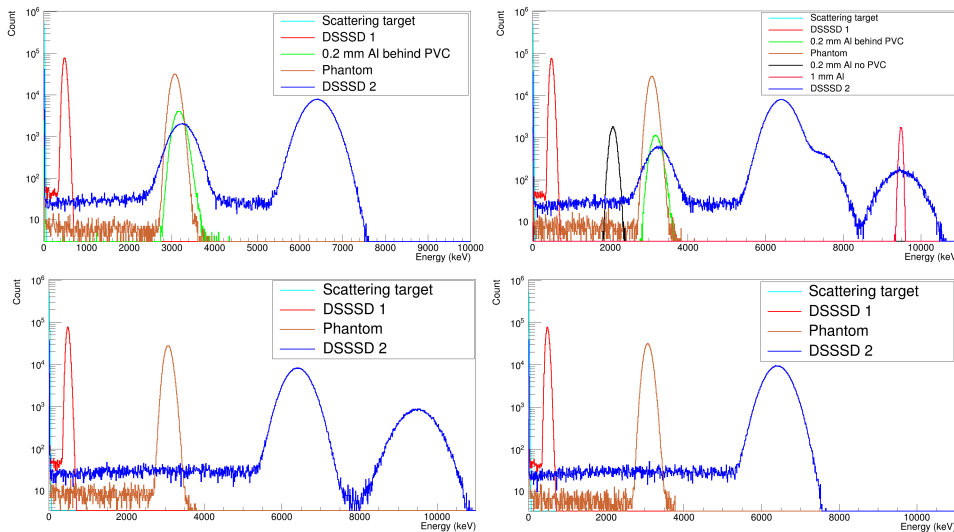


Figura 4.4: Espectro de energía depositada simulado en cada elemento del sistema del experimento CMAM para el fantoma cruz (*superior izquierda*), D4 (*superior derecha*), Derenzo (*inferior izquierda*) y uniforme (*inferior derecha*).

Calculamos, aplicando un ajuste gaussiano a los diferentes picos del espectro, las energías correspondientes a los picos de los diferentes espectros obtenidos utilizando cada fantoma, ver Tabla 4.2.

Tabla 4.2: Energías de los picos presentes en los espectros simulados de cada fantoma diferente.

	Cruz (MeV)	D4 (MeV)	Derenzo (MeV)	Uniforme (MeV)
Blanco de dispersión	0.007	0.007	0.007	0.007
DSSSD 1	0.493	0.493	0.493	0.493
Fantoma	3.076	3.076	3.076	3.076
Al tras PVC	3.176	3.180	-	-
Al sin PVC	-	2.073	-	-
1 mm Al	-	9.484	-	-
DSSSD 2	3.238 / 6.407	3.230 / 6.418 7.427 / 9.481	6.409 / 9.485	6.408

Los protones van atravesando diferentes materiales a lo largo de su camino a través de nuestro sistema de detectores y fantoma. El blanco de dispersión y el DSSSD 1 es común para las distintas configuraciones pero el fantoma y su patrón cambian en cada una de ellas, con lo que, para cada patrón obtendremos un espectro determinado de energías en el DSSSD 2 que dependerá del material y grosor que hayan atravesado los protones.

En la Figura 4.4 podemos ver que el único espectro que realmente se diferencia del resto es el que contiene la energía depositada en el DSSSD 2. Vamos a destacar el más complejo de ellos, el espectro correspondiente al fantoma D4, que es el que posee mayor número de espesores diferentes y, por tanto mayor número de picos que identificaremos en la Figura 4.5. Los picos que se encuentran a una energía similar en los espectros de los otros 3 fantomas se corresponden con protones que han atravesado el mismo material y grosor que vamos a etiquetar a continuación.

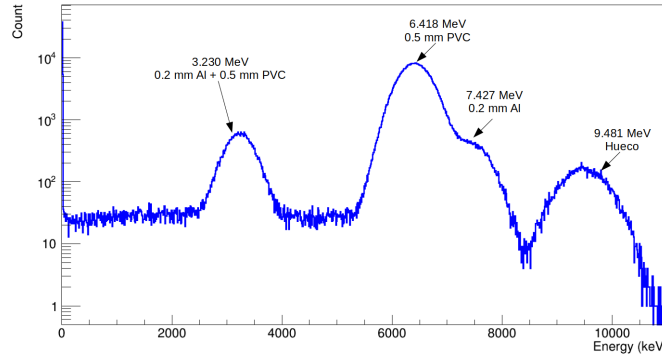


Figura 4.5: Espectro simulado de energía depositada en el DSSSD 2 utilizando el fantoma D4 con la identificación del origen de cada pico (material atravesado por los protones) basándonos en la energía depositada en cada pico expuesta en la Tabla 4.2.

Como podemos ver en la Figura 4.5, el pico que se encuentra a energías mas bajas (3.230 MeV) se corresponde con la energía depositada en el DSSSD 2 de aquellos protones que han atravesado la región de 0.5 mm de PVC seguida del patrón de 0.2 mm de Al. El siguiente pico (6.418 MeV) se corresponde con los protones que han atravesado la zona donde sólo hay PVC (0.5 mm) seguido del pico a 7.427 MeV que es consecuencia de los protones que atraviesan únicamente la lámina de 0.2 mm de Al. Por último, los protones que atraviesan el hueco depositan la mayor energía en el detector, 9.481 MeV, cabe destacar que los protones que pasan por la región de 1 mm de Al se frenan en el fantoma, con lo que no dejan registro alguno en el DSSSD 2.

Se obtuvieron los espectros correspondientes a las 32 bandas de cada detector DSSSD para los 4 fantomas diferentes y así poder comparar la similitud de los espectros simulados con los experimentales en tiempo real durante la realización del experimento. A continuación presentamos como ejemplo sólo las 32 bandas correspondientes al fantoma D4 (Fig. 4.6) donde las diferencias observadas se deben a que las diferentes bandas registran la energía de protones que han pasado por distintas partes del fantoma.

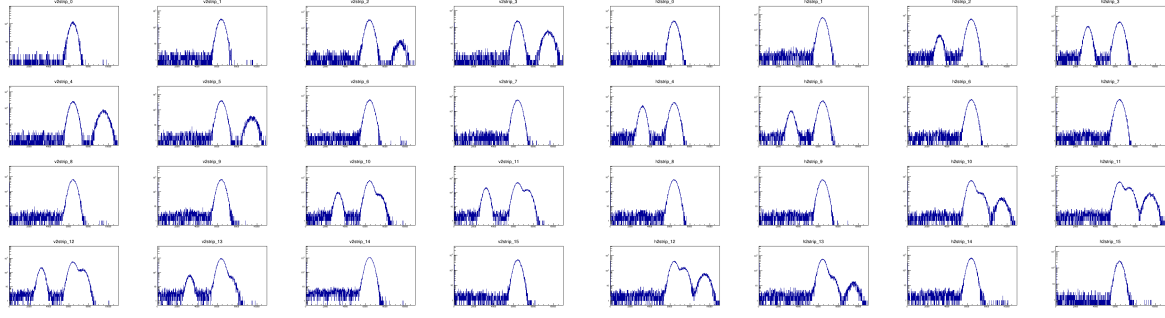


Figura 4.6: Espectros simulados de las 32 bandas del DSSSD 2. 16 verticales (*izquierda*) y 16 horizontales (*derecha*).

#### 4.2.2. Multiplicidad.

Es posible que los protones al atravesar cualquiera de los detectores DSSSD pasen por dos o más píxeles distintos, en nuestra simulación, cada píxel tiene asignado un número de canal, con lo que podemos estudiar este efecto. Definiremos como multiplicidad del evento en los DSSSD al número píxeles diferentes atravesados del mismo DSSSD. Si obtenemos el histograma de multiplicidad (ver Fig. 4.7) comprobaremos que, del total de eventos que interaccionan con el DSSSD 1, el 99 % lo hacen con multiplicidad 1 y en el DSSSD 2 interaccionan con multiplicidad 1 el 93 %.

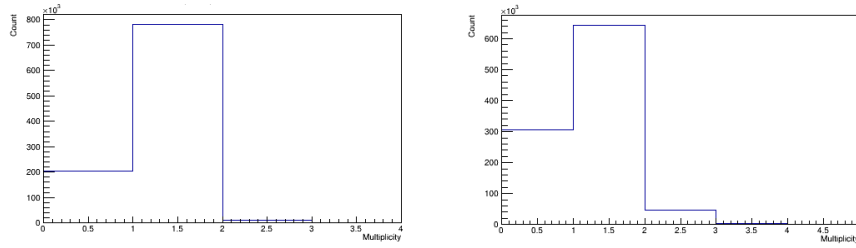


Figura 4.7: Histograma de multiplicidad de eventos en cada DSSSD. DSSSD 1 (*izquierda*) y DSSSD 2 (*derecha*).

#### 4.2.3. Mapas de colisiones.

De ahora en adelante definiremos mapa como un histograma bidimensional cuyas coordenadas X e Y se corresponden con los píxeles de los detectores DSSSD, y su coordenada Z toma diferentes valores: energía, número de colisiones, etc; en función de lo que deseemos representar. El primer mapa que queremos visualizar es el mapa de colisiones de los detectores DSSSD, que nos indica el número de protones que han atravesado cada píxel del detector (Fig. 4.8).

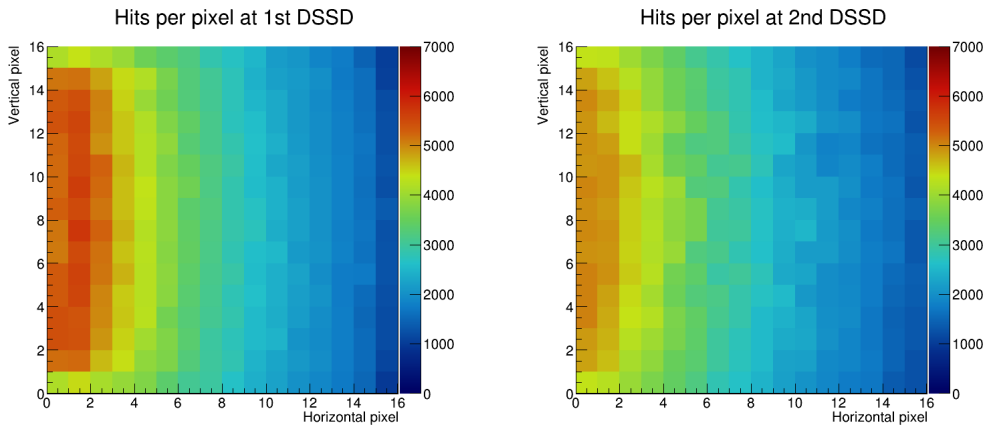


Figura 4.8: Mapa de colisiones del DSSSD 1 (*izquierda*) y DSSSD 2 (*derecha*) para la simulación empleando el fantoma cruz.

Llama la atención que la distribución no es uniforme ni tampoco forma círculos concéntricos desde el centro del detector, esto ocurre debido a la dispersión Rutherford que tiene lugar en el blanco de dispersión. La región con mayor conteo de partículas se sitúa a la izquierda (zona más cercana al haz principal) y a medida que nos desplazamos hacia la derecha (nos alejamos del haz principal) el número de partículas por píxel va disminuyendo hasta alcanzar el valor mínimo en el extremo derecho del detector, acorde con la distribución angular de Rutherford  $\propto \frac{1}{\sin^4(\theta/2)}$ .

Por otro lado, utilizaremos la definición de multiplicidad y el hecho de que predominan los eventos de multiplicidad 1 (como vimos en la sección 4.2.2) para imponer condiciones de coincidencia, es decir, sólo estudiaremos la energía depositada de los protones que interactúen con un único píxel de cada detector. Además, esto nos hace descartar aquellos eventos en los que el protón no interacciona con ningún detector o sólo lo hace con el primero.

Imponer condiciones de coincidencia permite estudiar el área efectiva de detección del DSSSD 1 y corroborar si las predicciones realizadas en la sección 3.1.3 eran correctas. Para ello, obtenemos el mapa de colisiones del DSSSD 1 bajo condiciones de coincidencia (Fig. 4.9 derecha) y lo compararemos con el mapa de colisiones sin coincidencia (Fig. 4.9 izquierda) verificando que los protones que atraviesan el DSSSD 1 muy cerca de los bordes no llegan al DSSSD 2. Obteniendo un 87.5 % de área efectiva frente al 85.4 % predicho en la sección 3.1.3. Estos mapas de colisiones son similares para los 4 fantasmas diferentes.

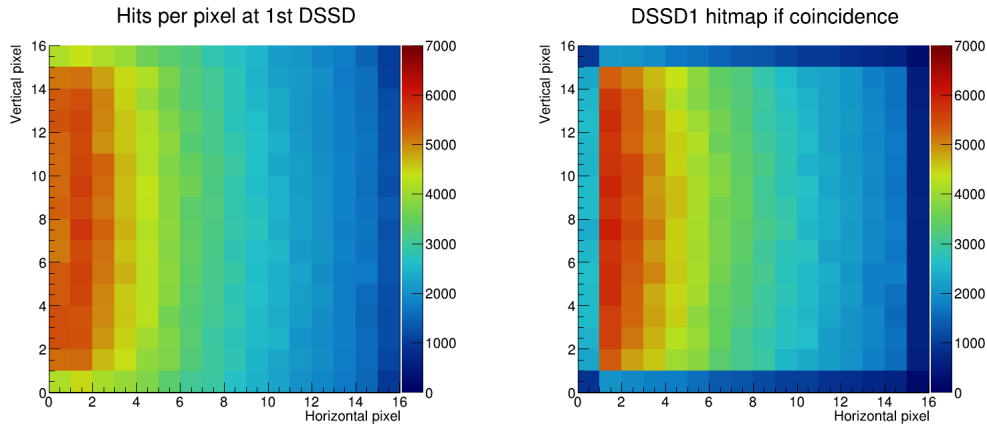


Figura 4.9: Mapa de colisiones del DSSSD 1 (izquierda). Mapa de colisiones del DSSSD 1 bajo condiciones de coincidencia (derecha).

#### 4.2.4. Mapas de energía.

Ahora nos interesa estudiar la energía depositada en cada píxel de nuestros detectores DSSSD con lo que vamos a obtener los mapas de energía de los dos detectores (ver Fig. 4.10).

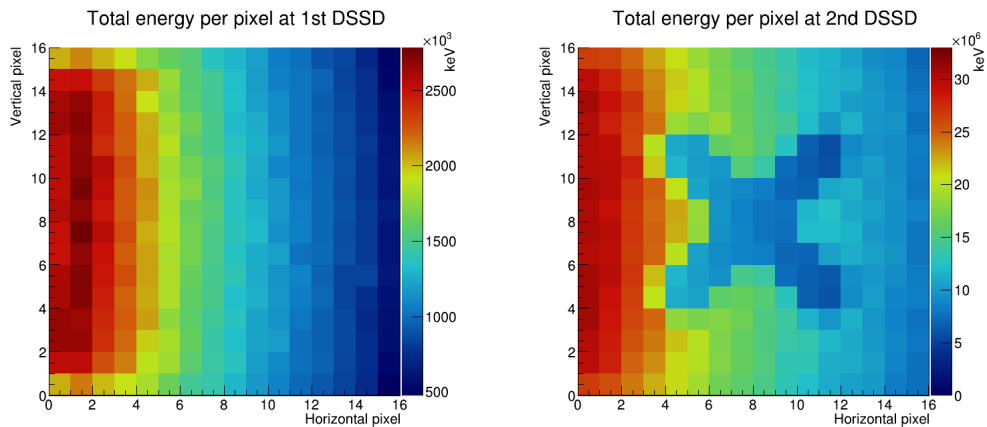


Figura 4.10: Mapa de energía depositada en DSSSD 1 (izquierda) y en DSSSD 2 (derecha) para la simulación usando el fantoma cruz. Tener en cuenta que las escalas en el eje Z son diferentes ya que la energía depositada en el primer DSSSD es mucho menor.

Los efectos de la dispersión Rutherford aparecen en las Figuras anteriores, ya que si el número de partículas que llegan a una región del detector es mayor, también lo es la energía depositada en detectores en la misma región porque es energía total integrada. Para corregir este efecto dividimos los mapas de energía entre los mapas de colisiones obtenidos previamente para cada detector. Obtenemos así un mapa de la energía depositada promedio por partícula en cada píxel del detector resultando un mapa uniforme para el DSSSD 1 con una energía de  $\sim 0.5 \text{ MeV}$  (Fig. 4.11 izquierda) y a un mapa donde pueden identificarse las regiones de PVC (verde  $\sim 6.4 \text{ MeV}$ ) y las de PVC + Al (azul  $\sim 3.2 \text{ MeV}$ ) del fantoma cruz.

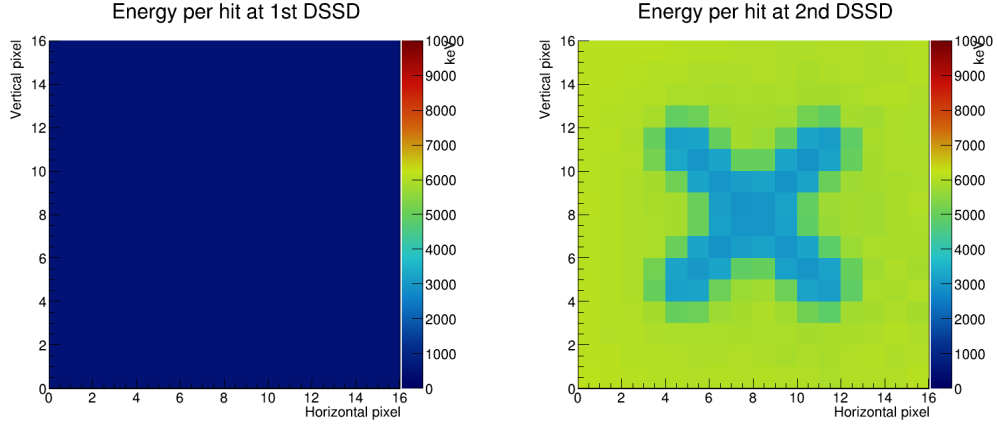


Figura 4.11: Mapas de energía depositada promedio por partícula en DSSSD 1 (izquierda) y DSSSD 2 (derecha) para la simulación empleando el fantoma cruz.

Para tratar de obtener la imagen deseada (mapa de energía depositada en el fantoma) tenemos que utilizar las energías depositadas en los pixeles de ambos detectores, con lo que finalmente formaremos un mapa de la suma de energías depositada por partícula para los 4 fantasmas diferentes (Fig. 4.12).

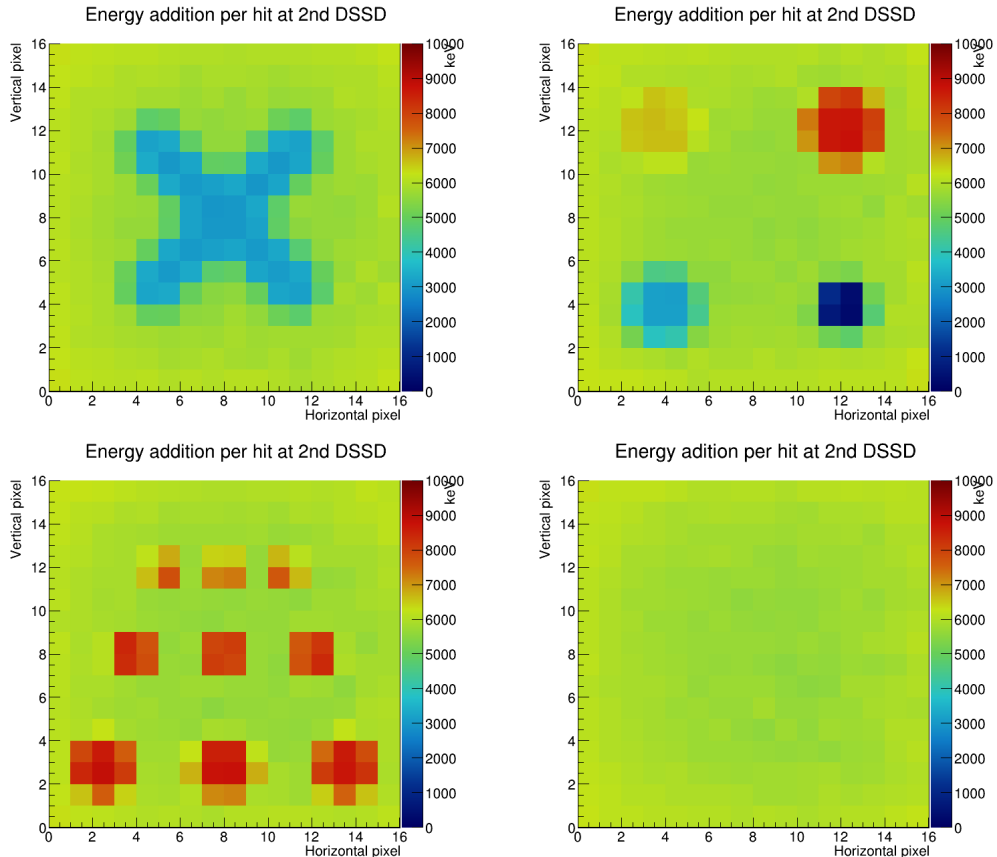


Figura 4.12: Mapas de suma de energía depositada en ambos detectores por partícula para cada fantoma: cruz (superior izquierda), D4 (arriba derecha), Derenzo (inferior izquierda) y uniforme (inferior derecha).

Con el fin de acentuar más la diferencia entre el cuerpo de PVC del fantoma y los diferentes patrones se utilizó el mapa de suma de energías por partícula para el fantoma uniforme para normalizarlos (mediante división directa) (Fig. 4.13). Para ello dividimos cada mapa por el correspondiente del fantoma uniforme.

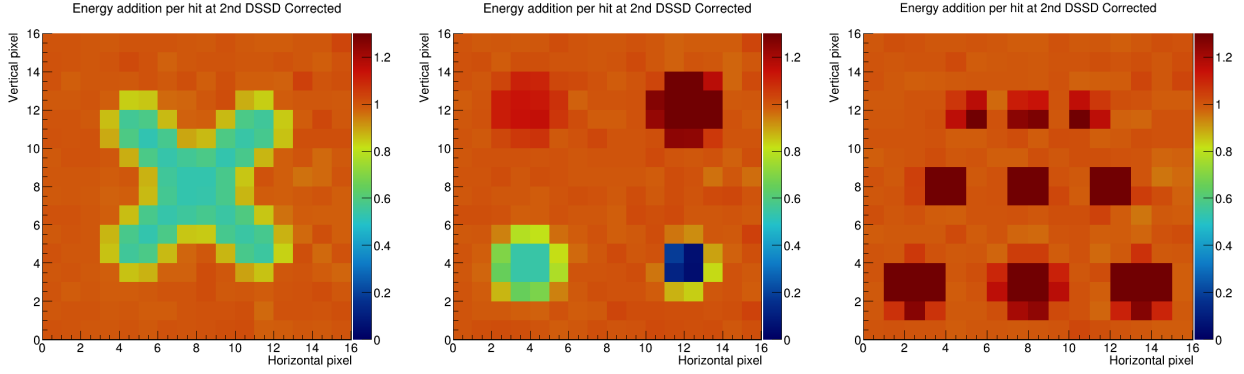


Figura 4.13: Mapas de la suma de energía por partícula corregidos con el fantoma uniforme: cruz (izquierda), D4 (centro) y Derenzo (derecha). La escala del eje Z es la relación con respecto al fantoma uniforme.

Los mapas presentados en la Figura anterior no permiten extraer información cuantitativa de utilidad ya que son adimensionales, con lo que su uso se limita a que visualmente ofrecen un mejor contraste, sobretodo para el fantoma cruz. A lo largo del siguiente apartado se realizará un análisis cuantitativo completo, con el que obtendremos imágenes de la energía depositada en el fantoma que darán información sobre la densidad electrónica y por tanto permitan diferenciar tejidos sanos de tumores.

#### 4.2.5. Imagen de transmisión.

Las dimensiones de nuestro fantoma permiten tratarlo de forma bidimensional, por tanto, definimos el plano imagen como la región del espacio donde se encuentra nuestro fantoma, que es justo en el punto medio de los dos detectores. Hasta ahora, los mapas obtenidos a partir de los datos simulados no se encuentran en el plano imagen, con lo que necesitamos proyectar la imagen pixelada de los detectores DSSSD sobre el plano imagen. A esto lo llamaremos imagen de transmisión.

Para obtener la imagen de transmisión contamos con la información del píxel de entrada<sup>14</sup> y el píxel de salida<sup>15</sup>. También sabemos la posición del fantoma, justo en el punto medio entre los dos detectores. Con esta información podemos calcular el punto medio entre la posición de entrada y de salida y proyectar el mapa de energías en ese punto. Además, como conocemos que la energía inicial del haz es 10 MeV podemos representar en los mapas la energía depositada en el fantoma, calculada como la inicial menos las pérdidas en ambos detectores. En la Figura 4.14 presentamos las 3 imágenes de transmisión obtenidas para los diferentes fantomas que poseen patrón.

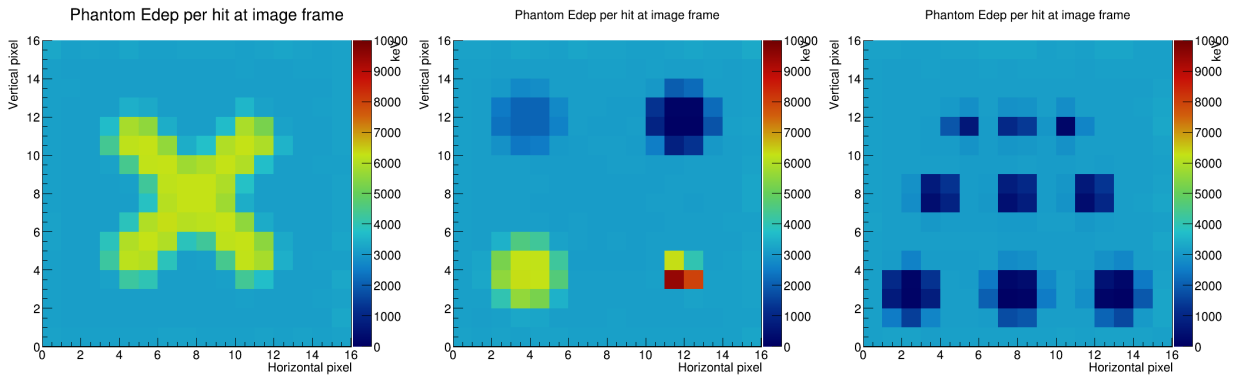


Figura 4.14: Imágenes de transmisión de la energía depositada en el fantoma para los patrones cruz (izquierda), D4 (centro) y Derenzo (derecha).

<sup>14</sup>El píxel que atraviesa el protón cuando pasa por el DSSSD 1.

<sup>15</sup>El píxel que atraviesa el protón cuando pasa por el DSSSD 2 tras atravesar el fantoma.

El hecho de que trayectorias con distinto ángulo depositen diferente energía en el fantoma incluso para una distribución uniforme de material, hace que sea necesaria una corrección de uniformidad que resultará en un mapa de energía depositada en el fantoma en el plano imagen. Esta es la utilidad de la medida con el fantoma uniforme. El mapa de la suma de energías por partícula del fantoma uniforme no es uniforme debido al ángulo de la trayectoria, como se acaba de explicar. Para uniformizarlo calcularemos su imagen de transmisión, después obtendremos el valor promedio de energía del cuadrado central de  $2 \times 2$  píxeles y normalizaremos la imagen de transmisión con respecto a ese valor. Con ese mapa del fantoma uniforme normalizado en el plano imagen corregiremos las imágenes de transmisión de los otros 3 fantomas. En la figura 4.15 podemos ver como se uniformiza sensiblemente el fondo de la imagen para los 3 fantomas con patrón al aplicar esta corrección.

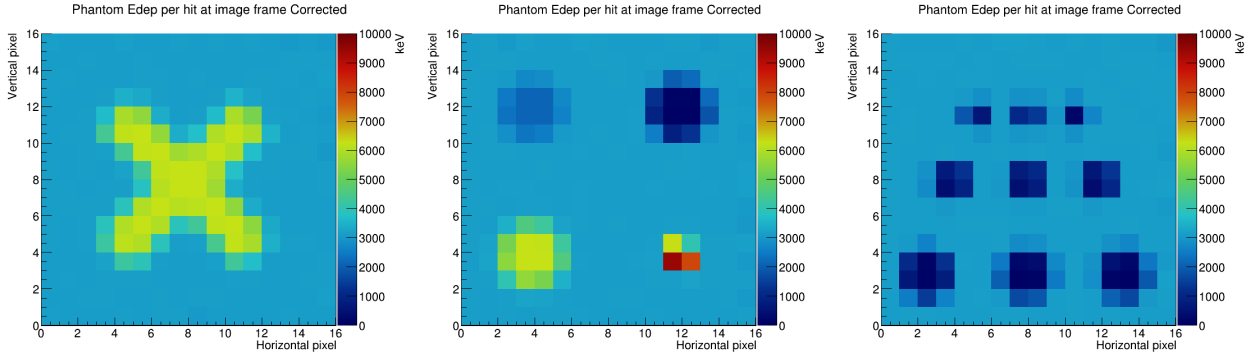


Figura 4.15: Imágenes de transmisión de la energía depositada en el fantoma corregidas.

Llama la atención la región correspondiente al círculo de  $1\text{ mm}$  de Al (fantoma D4, patrón inferior derecho), los protones que se frenan en esa zona no llegan al DSSD 2 con lo que el promedio de energía depositada en el fantoma es mucho más sensible a las partículas que llegan con un ángulo de inclinación elevado y atraviesan el último detector por los píxeles que corresponden a las coordenadas del círculo grueso de aluminio. Este efecto produce que, en lugar de ver un área de color rojo que indica que los protones depositan su energía restante en el fantoma, veamos un sólo píxel con energía de  $\sim 9.5\text{ MeV}$ . Además, el hecho de que el píxel no esté cubierto en su totalidad por la superficie de aluminio de  $1\text{ mm}$  de grosor también afectará a la energía depositada en esa región.

Al calcular la imagen de transmisión notamos que, si el píxel de entrada y de salida no tenían las mismas coordenadas, la posición del protón en el plano imagen podía ser el punto medio entre dos píxeles con lo que se pensó que si aumentábamos el número de bins del mapa podríamos conseguir una mejora de la resolución de la imagen sin perder información. En la Figura 4.16 podemos ver el resultado que obtenemos al duplicar la granularidad de la imagen, pasando de  $16 \times 16$  a  $32 \times 32$  píxeles de  $1.5 \times 1.5\text{ mm}$ .

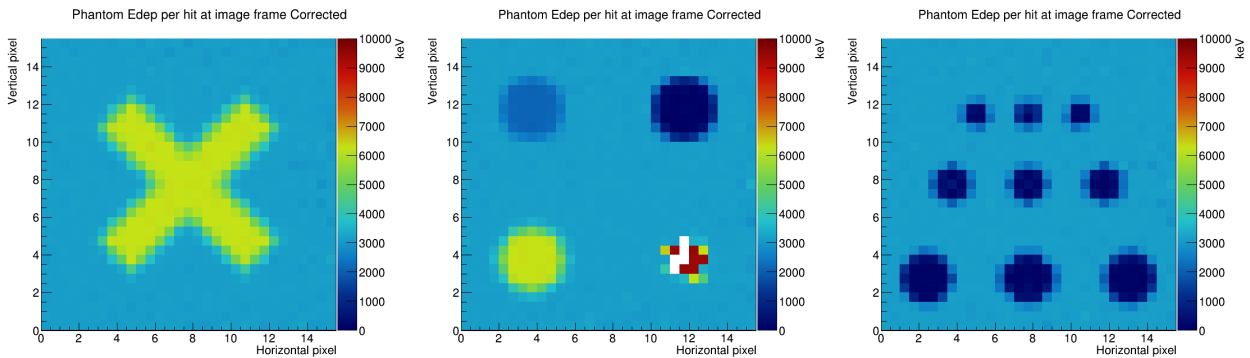


Figura 4.16: Imágenes de transmisión de la energía depositada en el fantoma corregidas, con una granularidad de  $32 \times 32$ .

Las imágenes presentadas en la Figura 4.16 son las más precisas y con mejor resolución que hemos conseguido para el experimento CMAM, atendiendo a estos resultados analizaremos cada fantoma por separado.

El fantoma **cruz** nos va a permitir conocer como de fiel es la imagen obtenida a la geometría que se ha programado dentro de la simulación Geant4. Calcularemos las dimensiones de la cruz conociendo que los

píxeles son de  $1.5 \times 1.5 \text{ mm}$  y el brazo de la cruz tiene 3 píxeles de ancho en diagonal y 15 píxeles de largo. En la Tabla 4.3 se comparan las dimensiones implementadas en la simulación con las inferidas a partir de la imagen.

Tabla 4.3: Parámetros programados en la simulación comparados con los calculados a partir de las imágenes de transmisión para el fantoma cruz.

	Cruz		
	Ancho (mm)	Largo (mm)	Inclinación ( $^{\circ}$ )
Programado	6.86	32	$45^{\circ}$
Imagen de transmisión	6.36	31.8	$45^{\circ}$

Como se puede apreciar, las dimensiones inferidas de la imagen de transmisión son muy similares a las programadas en la simulación, diferenciándose en  $0.5 \text{ mm}$  en el caso del ancho del brazo y  $0.2 \text{ mm}$  para el caso de la longitud del brazo. La energía depositada en el fantoma coincide con las predicciones realizadas en la sección 3.1.2 y con los histogramas de la sección 4.2.1. La precisión de estos resultados dista mucho de la aplicación directa de este dispositivo en el campo médico, pero si es útil como prueba de concepto ya que nos confirma que podemos distinguir relativamente bien las formas de materiales con distinta densidad, espesor y número atómico. Esto significa que, a nivel médico sería viable la distinción de la forma y contraste de los diferentes órganos y tumores aunque habría que realizar pruebas experimentales con condiciones más próximas a casos médicos.

El fantoma **D4** nos permite identificar visualmente los diferentes materiales y espesores que forman el fantoma, además de conocer la energía depositada en él. Si no conociéramos previamente la disposición geométrica de los diferentes patrones pero sí conocemos que son: hueco,  $1 \text{ mm}$  y  $0.2 \text{ mm}$  de Al y  $0.2 \text{ mm}$  de Al +  $0.5 \text{ mm}$  de PVC junto con un cuerpo de fantoma de PVC podríamos adjudicar la posición de los patrones de la siguiente manera: la menor energía depositada se correspondería con el hueco, con lo que estaría en la parte superior derecha; la mayor energía depositada coincidiría con la región que tiene mayor espesor y por tanto, la capacidad para parar las partículas en su interior, con lo que el milímetro de aluminio se encontraría en la parte inferior derecha; las regiones de Al + PVC y sólo Al se ubicarían en la zona inferior izquierda y superior izquierda respectivamente, ya que a mayor espesor mayor energía depositada. Este resultado junto con el del fantoma cruz nos dice que además de conocer la forma del patrón, podríamos identificar el material que compone los diferentes patrones, lo que significa a nivel médico que podríamos identificar el tipo de órgano, tumor o tejido que han atravesado las partículas al hacer la imagen.

De nuevo destaca la parte inferior derecha del fantoma D4, correspondiente con el patrón de  $1 \text{ mm}$  de Al, en ella los protones se frenan por completo en el fantoma con lo que existen ciertas regiones del detector a la que no llegan partículas, produciendo esos huecos que distorsionan la imagen. En el ámbito médico puede significar que si el paciente es demasiado grueso, o si el cálculo de la energía del haz de protones es erróneo y la energía no es suficiente para atravesar al paciente por completo en ciertas zonas, la imagen se distorsionaría y no aportaría información útil en esa región.

Por último, el fantoma **Derenzo** nos permite estudiar la resolución espacial de nuestros detectores. De nuevo compararemos los diámetros de los diferentes círculos y las distancias entre estos (ambas medidas en el eje horizontal) inferidas de la imagen con las implementadas en el código (ver Tabla 4.4).

Tabla 4.4: Comparación de los parámetros programados en la simulación y los calculados a partir de las imágenes de transmisión obtenidas para el fantoma Derenzo.

	1ª Fila		2ª Fila		3ª Fila	
	Diámetro (mm)	Separación (mm)	Diámetro (mm)	Separación (mm)	Diámetro (mm)	Separación (mm)
Programado	4	4	6	6	8	8
Imagen de transmisión (horizontal)	3-4.5	3-4.5	4.5-7.5	4.5-7.5	7.5-10.5	6-9
Imagen de transmisión (diagonal)	4.24	-	6.36	-	8.48	-

Debido a la forma circular del patrón Derenzo no es posible definir de forma precisa las dimensiones de estos, ya que generan una región “sombreada” que dependiendo de su posición en el fantoma se desplaza hacia el lado izquierdo o derecho. Esto ocurre debido a que la geometría del sistema favorece que los haces de protones que llegan perpendiculares al fantoma sean los que pasan por el centro del detector y, a medida que nos alejamos del centro, los haces adquieren cierta inclinación y producen la sombra



anteriormente mencionada. Si llevamos estos resultados al ámbito médico se traducen en que no es viable utilizar una apertura angular del haz como la que tenemos y a esta distancia tan corta, sería adecuado utilizar un sincrotrón y un haz muy fino que realice diferentes barridos a la zona de la que se pretende extraer la imagen se solucionaría este problema. Aún así este sistema puede utilizarse como precursor de un sistema más sofisticado de imagen, siendo este uno de los objetivos del trabajo. Cabe destacar que los diámetros utilizados se decidieron en base a la realización de varias simulaciones hasta se que estableció la distancia adecuada para obtener una buena imagen.

A la vista de los resultados anteriores, realizamos una nueva simulación del fantoma Derenzo con 3 filas de 3 círculos cada una de diámetros y separaciones:  $1.5\text{ mm}$ ,  $2\text{ mm}$  y  $3\text{ mm}$  para la fila superior, central e inferior respectivamente (Fig. 4.17 izquierda). Como resultado obtenemos una imagen nítida que confirma que al aumentar la granularidad a  $32 \times 32$  píxeles podemos distinguir con claridad separaciones de hasta  $3\text{ mm}$  entre los patrones de nuestro fantoma. Si estudiamos el espectro unidimensional de energía de la banda horizontal que incluye los círculos de  $1.5\text{ mm}$  de diámetro (Fig. 4.17 derecha) podemos observar los 3 picos correspondientes a los diferentes agujeros, confirmando que podemos distinguir separaciones de hasta  $1.5\text{ mm}$ . Este fantoma no se incluyó en el experimento real debido a que lo tuvimos en cuenta tras realizar el experimento real.

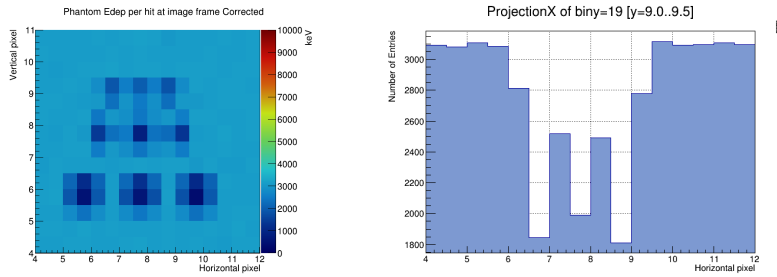


Figura 4.17: *Derecha*: fantoma Derenzo simulado para círculos con diámetros y separaciones de  $1.5\text{ mm}$ ,  $2\text{ mm}$  y  $3\text{ mm}$  para la fila superior, central e inferior respectivamente. *Izquierda*: proyección unidimensional de la energía depositada en el fantoma para la fila superior de círculos ( $y = 9$ ).

#### 4.2.6. Calibraciones de energía y resultados experimentales.

De cara al experimento real utilizamos las simulaciones para obtener la energía depositada en los detectores DSSSD con el objetivo de seleccionar las energías adecuadas para realizar la calibración y utilizar estos valores para asociarlos a los picos de los espectros reales. La geometría de la simulación es la misma que en la sección 4.2 eliminando el fantoma. Se lanzaron varios haces de partículas con energías de entre  $1$  y  $10\text{ MeV}$  en pasos de  $1\text{ MeV}$  y se estudió la energía depositada en ambos DSSSD en cada caso (Tabla 4.5).

Tabla 4.5: Energía depositada en DSSSD 1 y DSSSD 2 para energías entre  $1$  y  $10\text{ MeV}$ .

Energía ( $\text{MeV}$ )	DSSSD 1 ( $\text{MeV}$ )	DSSSD 2 ( $\text{MeV}$ )
1	0.957	0
2	1.969	0
3	1.448	1.768
4	1.071	2.906
5	0.876	4.101
6	0.749	5.229
7	0.658	6.320
8	0.590	7.389
9	0.537	8.442
10	0.492	9.485

En base a estos valores se acordó que los más óptimos para hacer la calibración serían: 3, 4, 6, 8 y  $10\text{ MeV}$ . Este cálculo fue de gran ayuda para poder tomar decisiones para el experimento.

El análisis de los datos reales y la obtención de las imágenes de transmisión reales del experimento CMAM que presentaremos al final de esta sección para compararlas con los resultados experimentales fue realizado por la compañera I. Posadillo [17]. En la Figura 4.18 podemos ver y comparar las imágenes

de transmisión que se han obtenido como resultado del experimento real y de las simulaciones de este trabajo.

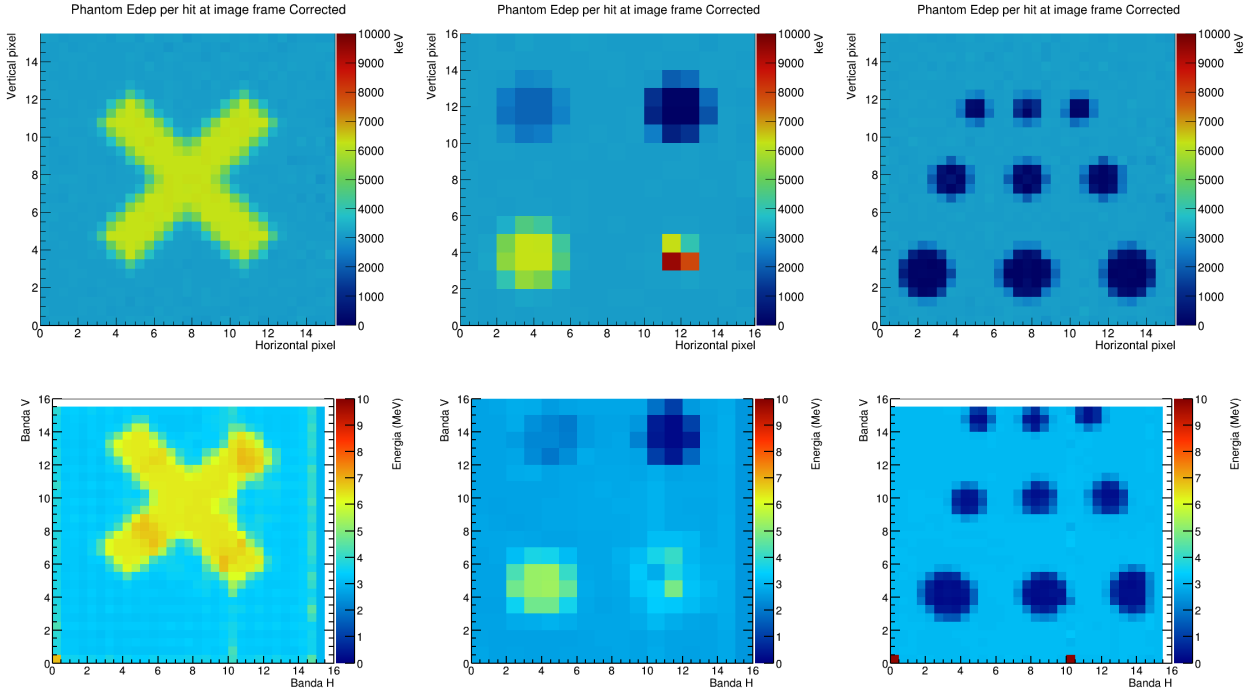


Figura 4.18: Comparación de imágenes de transmisión simuladas (fila superior) con las obtenidas del experimento real CMAM (fila inferior) tomadas de la Ref. [17].

Como podemos ver en la Figura anterior, las imágenes simuladas se ajustan bastante bien a las obtenidas del experimento real, tanto en dimensiones como en energía depositada, teniendo en cuenta que las simulaciones se acercan más al caso ideal y que las imperfecciones de las imágenes reales son inherentes al experimento. Cabe destacar que algunas bandas del DSSSD 1 y del DSSSD 2 no estuvieron operativas durante el experimento debido a problemas técnicos. Para el fantoma D4 comparamos la imagen con granularidad  $16 \times 16$  debido a que no se ha obtenido la imagen con mayor granularidad en el experimento real.

### 4.3. Simulación CEPA4.

Una vez terminado todo el trabajo relacionado con el experimento CMAM continuaremos con las simulaciones del experimento CEPA4, que involucra una mayor energía de los protones incidentes para acercarnos al caso médico real, un fantoma más complejo y de forma tridimensional y un detector más, CEPA4, que nos permite frenar por completo protones de las energías que vamos a utilizar. Los diferentes parámetros de interés los presentamos en la Tabla 4.6.

Tabla 4.6: Parámetros relevantes para llevar a cabo la simulación de la interacción de un haz de protones con nuestro sistema DSSSD1 + fantoma + DSSSD 1 + CEPA4.

Energía del haz	100 y 150 MeV
Nº de partículas lanzadas	$10^6$
Distribución gaussiana del haz	$FWHM = 0.5 \text{ cm}$
Tipo de partícula	Protones
Blanco de dispersión	$50 \mu\text{m}$ de $^{47}\text{Ti}$
DSSSD 1 y DSSSD 2	$500 \mu\text{m}$ de Si
Fantoma (sección 3.2.2)	Cilindro complejo de 6 cm de diámetro de PMMA
CEPA4 (sección 2.1.2)	Conjunto de 4 centelleadores phoswich
Distancia blanco-DSSSD 1	100 cm
Distancia DSSSD 1-fantoma y fantoma-DSSSD 2	2 cm
Ángulo de dispersión	$20^\circ$

Con todo lo anterior implementado en el código podemos ver una representación visual de la geometría simulada en la Figura 4.19.

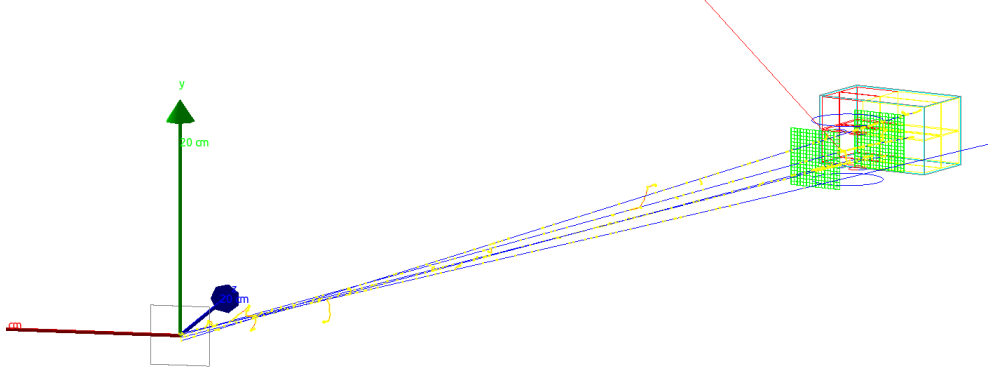


Figura 4.19: Visualización con QT [27] de la geometría de la simulación Geant4 del experimento CEPA4. Blanco de dispersión (gris), DSSSD (verde), fantoma (amarillo), haz dispersado (azul), CEPA4 LaCl<sub>3</sub>(amarillo) y CEPA4 LaBr<sub>3</sub> rojo.

Para las simulaciones del experimento CEPA4 nos basamos en las realizadas en la sección 4.1 para el experimento CMAM. Hemos utilizado el mismo algoritmo para reproducir la curva cinemática de la dispersión Rutherford adaptado a las energías y materiales de este experimento, y el mismo código que nos genera una distribución espacial gaussiana del haz, ambos detallados en la sección 4.1.2. La programación de la adquisición de datos también será similar a la expuesta en la sección 4.1.3 teniendo en cuenta que tenemos un mayor número de elementos en nuestro sistema.

#### 4.4. Resultados CEPA4.

Se han realizado simulaciones con 2 energías diferentes: 100 MeV para que los protones se paren en el primer cristal de LaCl<sub>3</sub> y el pico de Bragg sea más cercano al fantoma, y 150 MeV para que los protones se frenen por completo en el segundo cristal de LaCl<sub>3</sub>.

Para cada una de las energías hemos rellenado los huecos cilíndricos que actúan como patrones con dos combinaciones diferentes de material: alcohol-agua y aire-agua, empleando siempre PMMA como cuerpo del fantoma (ver propiedades en Tabla 4.7).

Tabla 4.7: Propiedades de los diferentes elementos que componen el fantoma del experimento CEPA4.

	Densidad ( $g/cm^3$ )	Composición
Agua	1	H <sub>2</sub> O
Alcohol	0.789	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH
PMMA	1.18	(C <sub>5</sub> O <sub>2</sub> H <sub>8</sub> ) <sub>n</sub>

Además, cada simulación la hemos corregido de dos formas diferentes: a partir de los datos de la simulación de un fantoma totalmente uniforme y utilizando un fantoma cuyos huecos cilíndricos están rellenos de aire. Es decir, resultados de 4 simulaciones diferentes corregidos de 2 formas distintas, en total 8.

$$\text{Experimento CEPA4} \left\{ \begin{array}{l} 150 \text{ MeV} \\ 100 \text{ MeV} \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} \text{Aire-Agua} \\ \text{Alcohol-Agua} \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} \text{Corrección uniforme} \\ \text{Corrección huecos de aire} \\ \text{Corrección uniforme} \\ \text{Corrección huecos de aire} \\ \text{Corrección uniforme} \\ \text{Corrección huecos de aire} \\ \text{Corrección uniforme} \\ \text{Corrección huecos de aire} \end{array} \right.$$

Mediante el programa de análisis de datos en ROOT obtendremos los diferentes espectros de energía en cada detector, los mapas de colisiones y energía en ambos DSSSD y la imagen final de transmisión correspondiente a cada patrón corregida de forma similar a como corregimos las imágenes del experimento CMAM. A lo largo de las siguientes secciones detallaremos los diferentes procesos con ejemplos del fantoma de alcohol-agua de  $100\text{ MeV}$  e iremos discutiendo los resultados finales para el resto de configuraciones que hemos mencionado. En todas las imágenes que presentaremos, el patrón de alcohol o agua será el patrón que aparece a la izquierda en los diferentes mapas y el patrón que ocupa la parte derecha del mapa estará compuesto por agua.

#### 4.4.1. Energía depositada en el sistema.

Tratando los datos de la simulación Geant4 generamos los espectros de energía depositada en cada elemento del sistema. Habiendo programado la resolución de energía de los detectores DSSSD como  $\frac{\Delta E}{E} = 9.7\%$  y la del detector CEPA4 como  $\frac{\Delta E}{E} = 2\%$  obtenemos los siguiente espectros para los diferentes fantomas y energías (ver Fig. 4.20).

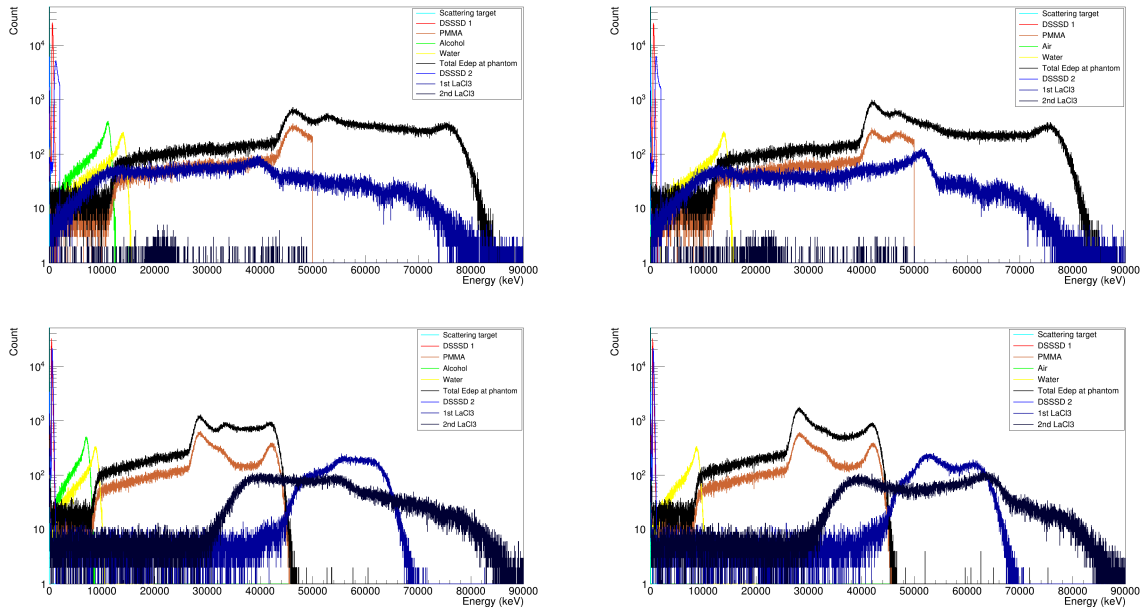


Figura 4.20: Espectro de energía depositada simulado en cada elemento del sistema del experimento CEPA4 para una energía de  $100\text{ MeV}$  (fila superior) y  $150\text{ MeV}$  (Fila inferior); y para un patrón de alcohol-agua (columna izquierda) y aire-agua (columna derecha). La energía depositada en el blanco de dispersión, DSSSD 1 y DSSSD 2 son inferiores a  $1.5\text{ MeV}$  y se ven solapadas en la parte izquierda del espectro.

La simetría cilíndrica tanto del cuerpo de PMMA del fantoma como de los huecos que rellenamos de material en su interior producen la energía depositada en cada material no se aproxime a una distribución gaussiana entorno a un valor fijo (como ocurría en el experimento CMAM), sino que se distribuye como un continuo de energía que tiene su pico en la zona donde la energía depositada es máxima, es decir, donde atraviesa el mayor espesor de ese material.

Si nos fijamos en los espectros del detector CEPA4 y de la energía depositada en el fantoma, ocurre que se hace difícil diferenciar exactamente los distintos tipos de material debido a que, por su forma cilíndrica, no se produce un cambio abrupto de un material a otro, es más bien una transición suave. Lo que ocurre es, por ejemplo, que a medida que nos acercamos desde el centro del fantoma al cilindro relleno de agua el espesor de PMMA se va reduciendo y el espesor de agua va en aumento y cuando pasamos el centro del patrón de agua el espesor de PMMA va aumentando en la misma medida que disminuye el de agua. Esto se traduce en el espectro como un continuo de energía entre los picos correspondientes al grosor máximo de cada material, es decir, cuando el protón deposita mayor energía en ese material.

A continuación identificaremos los picos del espectro más complejo, que corresponde al fantoma de  $150\text{ MeV}$  con un patrón de alcohol-agua (Fig. 4.21).

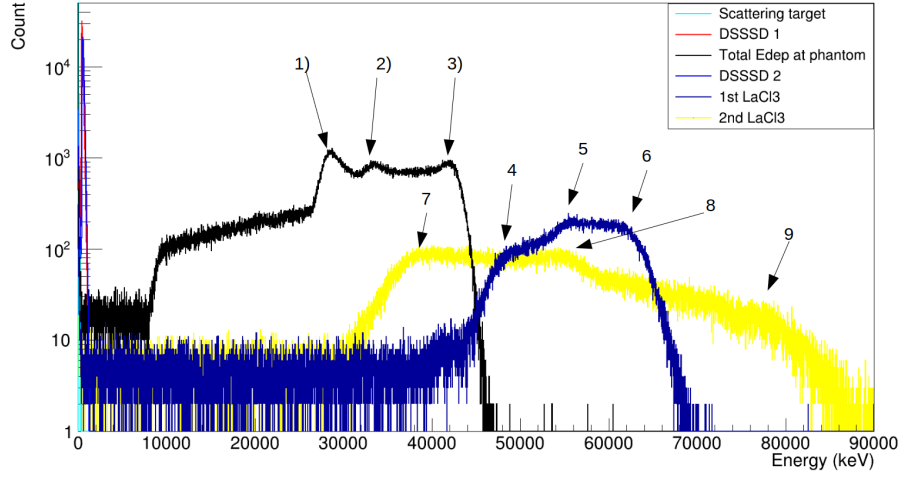


Figura 4.21: Espectro correspondiente al fantoma con patrón alcohol-agua con una energía de  $150 \text{ MeV}$ . 1, 2 y 3 son los picos correspondientes a la energía depositada en el fantoma cuando el protón pasa por PMMA + alcohol, PMMA + agua y sólo PMMA respectivamente al atravesar el fantoma. 4, 5 y 6 son los picos correspondientes a la energía depositada en el primer cristal de  $\text{LaCl}_3$  cuando el protón ha atravesado PMMA + alcohol, PMMA + agua y sólo PMMA respectivamente al pasar a través del fantoma. 7, 8 y 9 son los picos correspondientes a la energía depositada en el segundo cristal de  $\text{LaCl}_3$  cuando el protón ha atravesado sólo PMMA, PMMA + agua y PMMA + alcohol respectivamente al atravesar el fantoma.

#### 4.4.2. Multiplicidad.

Estudiamos los histogramas de multiplicidad (Fig. 4.22) para comprobar qué cantidad de eventos del total que interacciona con cada DSSSD lo hace con más de un píxel del mismo.

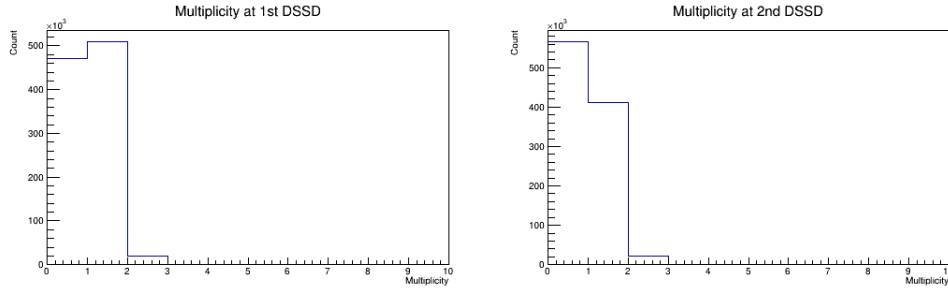


Figura 4.22: Histograma de multiplicidad de eventos en cada DSSSD. DSSSD 1 (izquierda) y DSSSD 2 (derecha).

Obtenemos que para el DSSSD 1 el 96 % de los eventos lo hacen con multiplicidad 1 y en el DSSSD 2 interaccionan con multiplicidad 1 el 95.1 %. Si comparamos con el experimento CMAM, apreciamos un ligero descenso de número de eventos con multiplicidad 1 en el primer detector que se debe a que nuestro detector tiene un grosor mucho mayor.

También apreciamos un sensible ascenso de este tipo de eventos en el segundo detector multisegmentado. Se debe principalmente tanto a que el grosor de este detector es menor que el del utilizado como DSSSD 2 en el experimento CMAM como a que los protones no se paran en este detector. En el experimento CMAM los protones se paraban en el DSSSD 2 produciendo una alta dispersión lateral, lo que hace que haya mayor número de eventos con multiplicidad mayor que 1.

#### 4.4.3. Mapas de colisiones.

Los mapas de colisiones obtenidos en la simulación de este experimento son similares a los del experimento CMAM para ambos detectores DSSSD (Fig. 4.23).

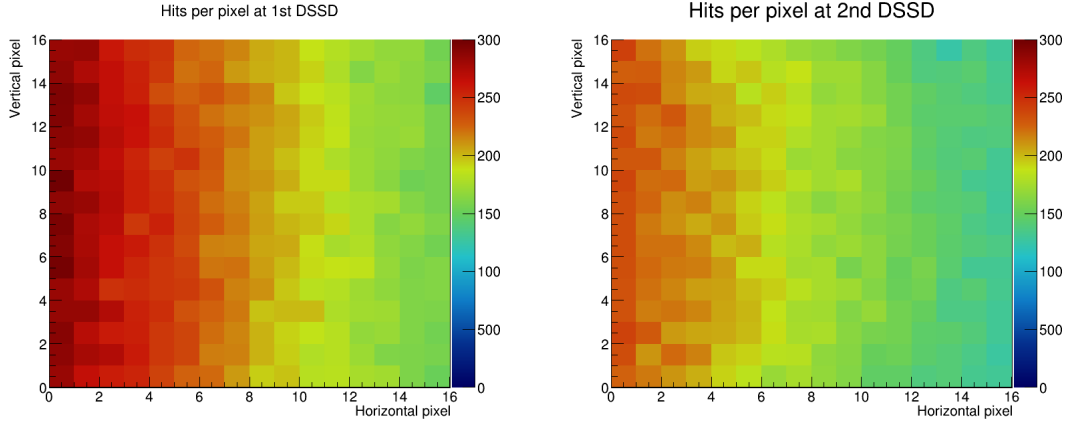


Figura 4.23: Mapa de colisiones del DSSSD 1 (izquierda) y DSSSD 2 (derecha) para el fantoma alcohol-agua con  $100\text{ MeV}$ .

De nuevo podemos observar los efectos de la dispersión de Rutherford explicada en la sección 4.2.3. Cabe destacar que, en este experimento, las zonas que tienen similar contejo de partículas siguen un gradiente prácticamente horizontal. Mientras que en el experimento CMAM se parecían más a círculos concéntricos con el centro ubicado en la región izquierda exterior al detector en este experimento, CEPA4, se aprecia en menor medida esa curvatura debido a que el radio de las superficies concéntricas de dispersión Rutherford es mayor porque nos encontramos a mayor distancia del blanco de dispersión.

Si imponemos de nuevo condiciones de coincidencia vemos que son coherentes con lo predicho en la sección 3.2.4 donde estudiamos el área efectiva de los detectores DSSSD para este experimento (Fig. 4.24), perdiendo las bandas laterales del primer detector ya que los protones que las atraviesan no llegan al detector CEPA4. El área efectiva del DSSSD 1 estaría entre  $87.5 - 75\%$  ya que la segunda manda lateral del detector se ve afectada pero no en gran medida por este efecto, siendo coherente con el  $79\%$  predicho en la sección 3.2.4.

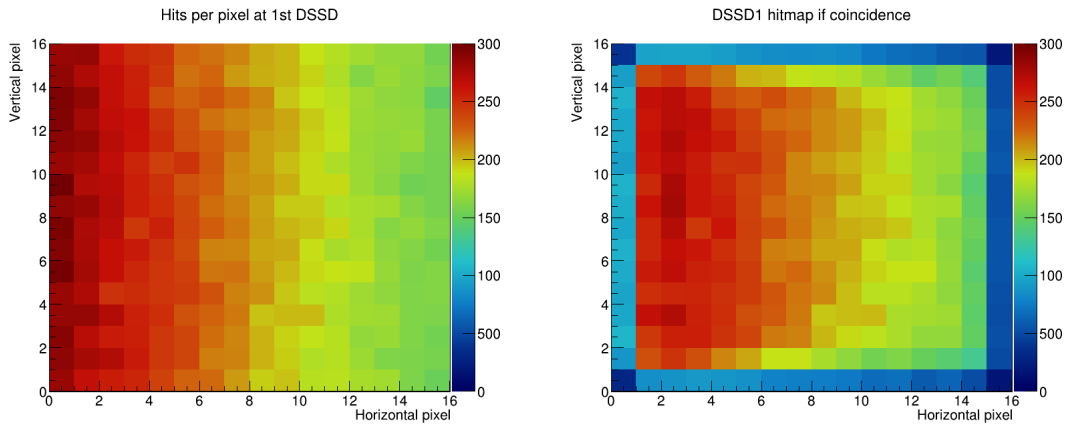


Figura 4.24: Mapa de colisiones del DSSSD 1 (izquierda) y mapa de colisiones del DSSSD 1 bajo condiciones de coincidencia con DSSSD 2 (derecha).

#### 4.4.4. Mapas de energía.

La energía depositada en cada píxel de los detectores DSSSD nos permiten estudiar la trayectoria de los protones al atravesar el fantoma y la energía depositada en el detector CEPA4 nos permite conocer la energía restante del protón al salir del fantoma. En la Figura 4.25 podemos ver los mapas de energía depositada en cada detector DSSSD.

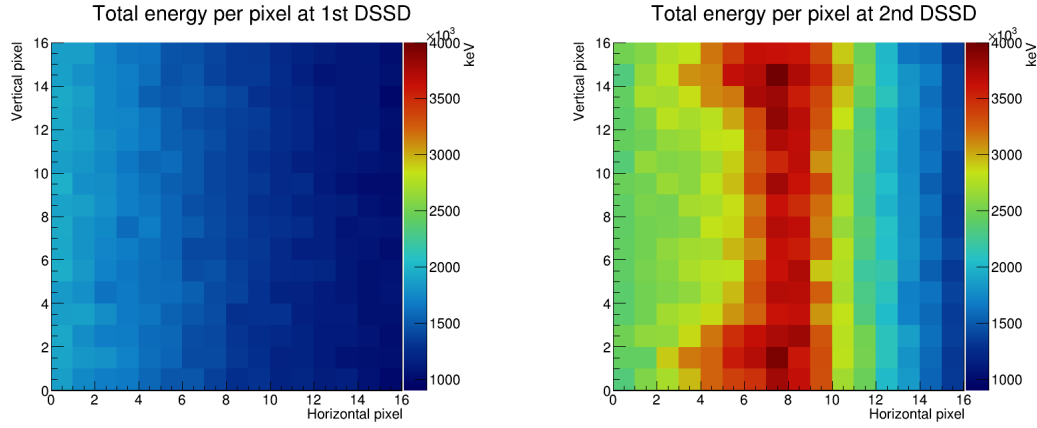


Figura 4.25: Mapa de energía depositada en DSSSD 1 (izquierda) y en DSSSD 2 (derecha) para el fantoma alcohol-agua con  $100\text{ MeV}$ .

Los efectos de dispersión Rutherford son evidentes en las Figuras anteriores, debido a que si llegan mayor número de partículas a unas regiones que a otras la energía total depositada también será mayor. Para corregir este efecto de nuevo dividimos estos mapas entre los mapas de colisiones de los respectivos detectores obteniendo los mapas de energía promedio por partícula. Resulta un mapa uniforme para el detector DSSSD 1 con una energía de aproximadamente  $0.650\text{ MeV}$  (Fig. 4.26 izquierda) y un mapa donde puede apreciarse una disminución de la energía depositada en el detector a medida que nos alejamos de su centro hacia los laterales para el DSSSD 2. Esto significa que la parte más gruesa del fantoma se encuentra alineada con el centro del detector con lo que los protones salen del fantoma con menor energía y depositan más energía en el detector. A medida que nos alejamos del centro el fantoma se hace cada vez más fino, los protones pierden menos energía en su interior y depositan menos energía al atravesar el DSSSD 2 (Fig. 4.26 derecha). Esto sería cierto para un fantoma uniforme, pero en las imágenes presentadas en la Figura 4.25 derecha y 4.26 derecha vemos como el gradiente de energía depositada que hemos descrito anteriormente es más grueso en la parte superior e inferior del fantoma que en la parte central, esto se debe a que, aunque no somos capaces de distinguir por completo la forma de los patrones de alcohol y agua están presentes en esa zona (lo veremos en la Fig. 4.29) y producen el efecto descrito.

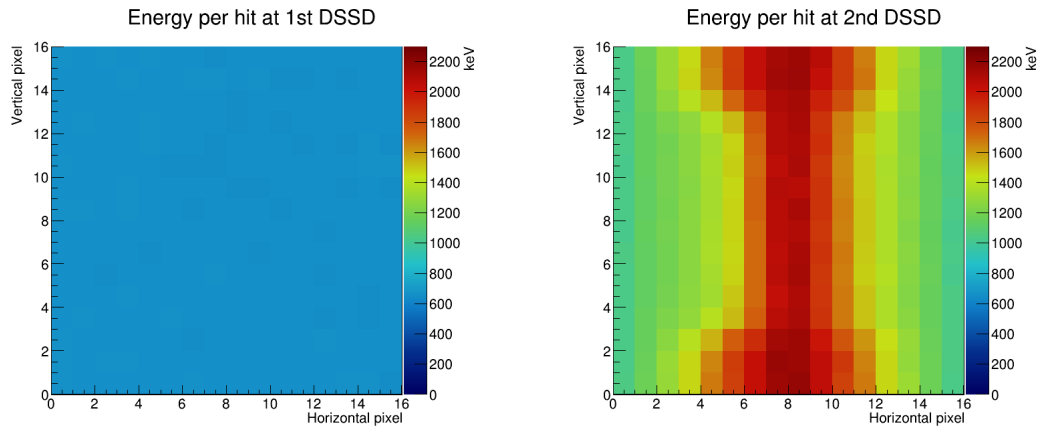


Figura 4.26: Energía promedio depositada por cada protón al atravesar el DSSSD 1 (izquierda) y DSSSD 2 (derecha) para el fantoma alcohol-agua con  $100\text{ MeV}$ .

Pese a que somos capaces de inferir una disminución de espesor del fantoma a medida que nos alejamos de su centro, no somos capaces de identificar aún los materiales que rellenan los huecos cilíndricos. El siguiente paso consiste en incluir la energía depositada en el CEPA4 en nuestro análisis, obteniendo un mapa de la suma de energías depositada en cada evento en los 2 detectores DSSSD y en el CEPA4 (ver Fig. 4.27).

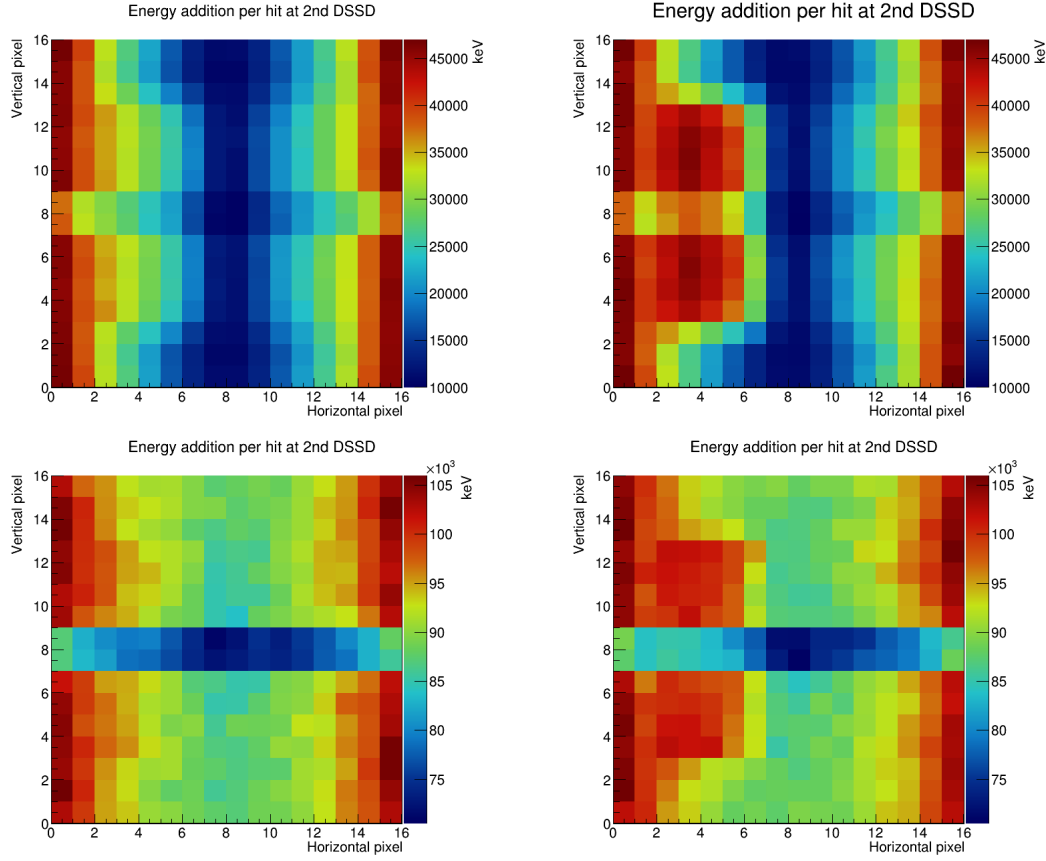


Figura 4.27: Suma de energía depositada por partícula en los detectores DSSSD y CEPA4, para una energía de 100 MeV (fila superior) y 150 MeV (fila inferior); y para un patrón de alcohol-agua (columna izquierda) y aire-agua (columna derecha).

Es destacable que al formar estos mapas de adición de energías vemos una banda distorsionada horizontal en el centro del detector, que se corresponde con la separación de los cristales de LaCl<sub>3</sub> del detector donde no hay material sensible, con lo que la imagen de esa franja presentará distorsión. También notamos que el hueco que está relleno de aire se hace ciertamente distinguible en estos mapas de suma de energía (columna derecha de la Fig. 4.27, zona izquierda del mapa), esto se debe a que los protones prácticamente no pierden energía al atravesar el cilindro de aire, lo que hace que la diferencia de energía con respecto al resto del fantoma sea suficiente para poder distinguirlo en el mapa anterior. Aún así, no conseguimos distinguir aún los volúmenes de agua y alcohol (Fig. 4.27 columna izquierda).

#### 4.4.5. Imagen de transmisión.

A continuación se presentará en la Figura 4.28 la imagen de transmisión proyectada en el centro de nuestro fantoma cilíndrico y, como podemos ver, no se consigue una mejora significativa a la hora de distinguir las regiones de alcohol y agua, de la base de PMMA de fantoma. Se hace patente que, de nuevo, necesitamos una corrección de uniformidad que nos permita identificar los cilindros rellenos de distinto material al PMMA.

Para ello realizamos una simulación del mismo sistema con un fantoma totalmente uniforme de PMMA. Utilizamos los resultados de esta simulación para realizar una corrección de uniformidad similar a la que describimos en la sección 4.2.5 solo que en lugar de tomar 4 puntos del centro del detector utilizamos los 2 puntos mas cercanos al detector por la parte superior y los dos puntos más cercanos al centro por la parte inferior de la banda de separación de los cristales del CEPA4.

Al aplicar esta corrección a nuestras imágenes de transmisión conseguimos los resultados presentados en la Figura 4.29, donde podemos ver como conseguimos diferenciar no sólo la forma de los cilindros de alcohol y agua, sino también podemos distinguir qué cilindro está compuesto por cada material ya que podemos ver claramente que en un cilindro se deposita menos energía que en el otro, concluyendo que la región de menor deposición de energía en el fantoma se corresponde con el alcohol para el conjunto alcohol-agua o para el aire en el caso aire-agua.



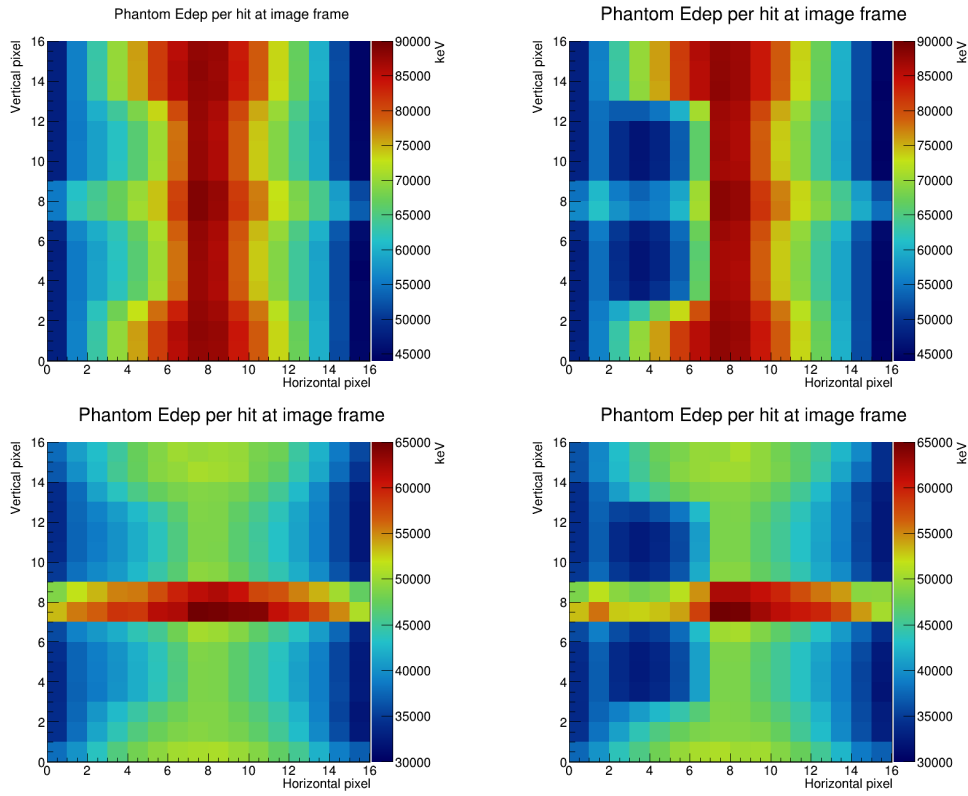


Figura 4.28: Imágenes de transmisión de la energía depositada en el fantoma, para una energía de 100  $MeV$  (fila superior) y 150  $MeV$  (fila inferior); y para un patrón de alcohol-agua (columna izquierda) y aire-agua (columna derecha).

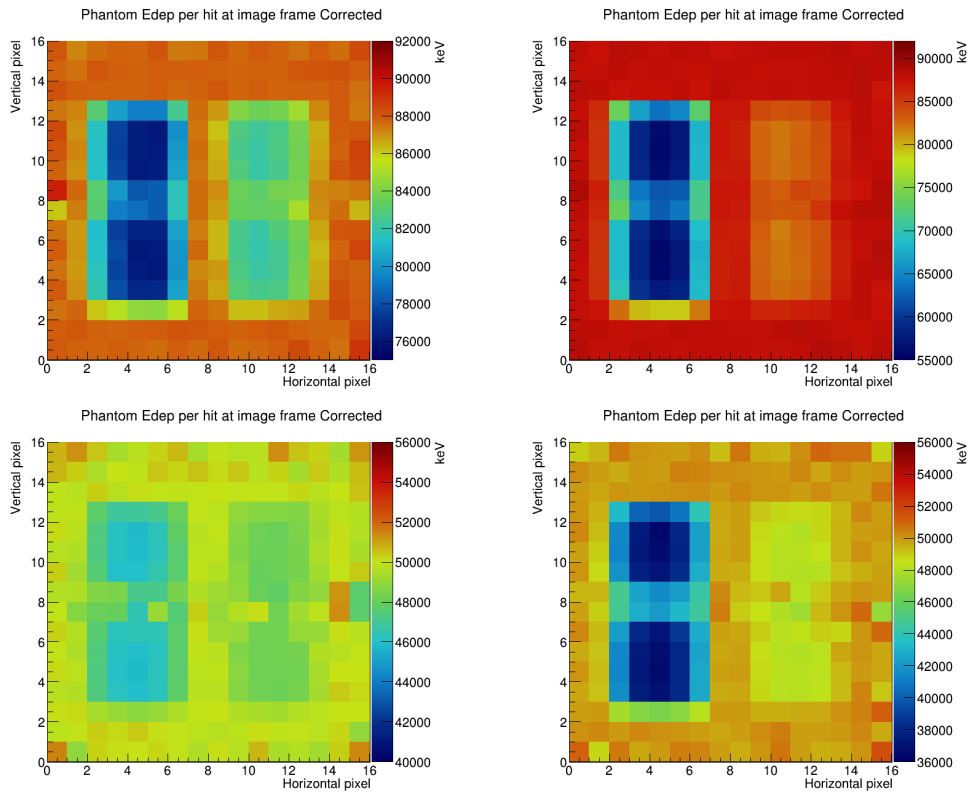


Figura 4.29: Imágenes de transmisión de la energía depositada en el fantoma corregidas por fantoma uniforme de PMMA. Para una energía de 100  $MeV$  (fila superior) y 150  $MeV$  (fila inferior); y para un patrón de alcohol-agua (columna izquierda) y aire-agua (columna derecha).

Ahora que somos capaces de distinguir las diferentes regiones del fantoma podemos aplicar la mejora de granularidad de  $16 \times 16$  a  $32 \times 32$  píxeles de  $1.5 \times 1.5 \text{ mm}$  que detallamos en la sección 4.2.5, ver Figura 4.30.

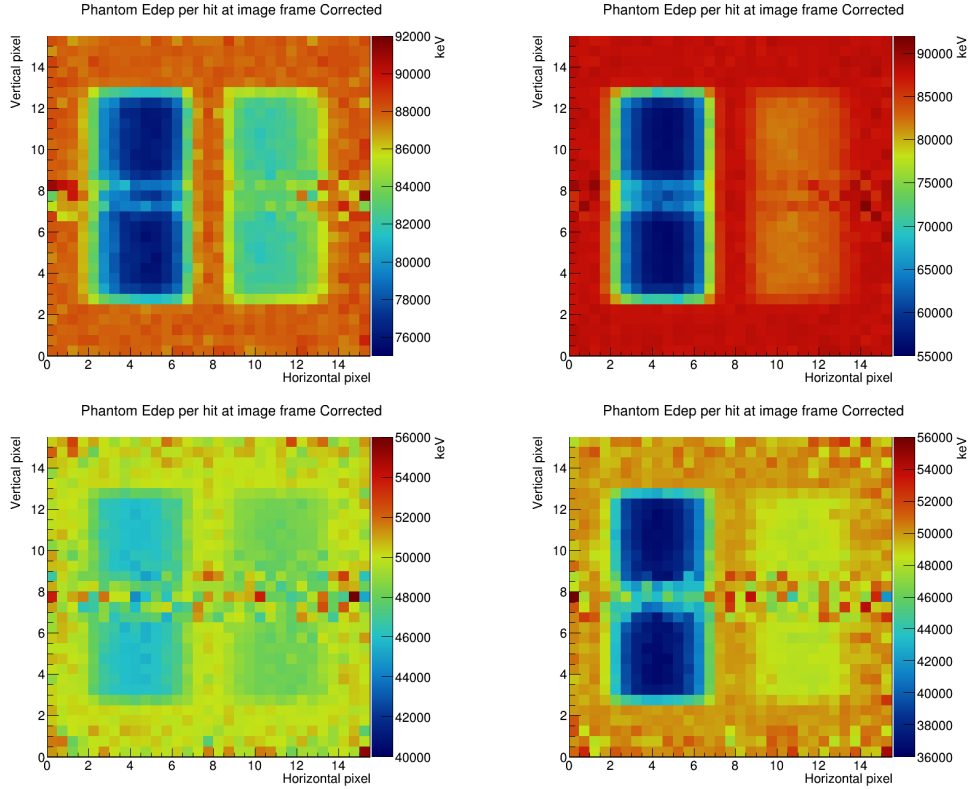


Figura 4.30: Imágenes de transmisión de la energía depositada en el fantoma corregidas, con una granularidad de  $32 \times 32$  para una energía de  $100 \text{ MeV}$  (fila superior) y  $150 \text{ MeV}$  (fila inferior); y para un patrón de alcohol-agua (columna izquierda) y aire-agua (columna derecha).

Estas imágenes son las más precisas y con mayor granularidad que podemos conseguir con la instrumentación que se ha empleado en este trabajo. Lograr ser sensibles a diferencias en la deposición de energía de materiales tan similares en términos de densidad como el agua, alcohol y PMMA, permitiéndonos distinguir tanto forma como tipo de material, utilizando un fantoma de geometría cilíndrica implica que nos encontramos un paso más cerca de la aplicación al caso clínico.

Las dimensiones programadas en la simulación para los cilindros que contienen el material que actúa como patrón son de  $3 \text{ cm}$  de altura y  $1.5 \text{ cm}$  de diámetro. Si las comparamos con las dimensiones inferidas de la imagen de transmisión corregida:  $3.15 \text{ cm}$  de altura y  $1.5 \text{ cm}$  de diámetro, vemos que existe un gran acuerdo entre ellas con una precisión de más del 95 %, aunque hemos de tener en cuenta que la geometría es sencilla y tiene dimensiones paralelas a los píxeles, si el patrón fuera más complejo encontraríamos cierto desacuerdo entre las dimensiones inferidas de la imagen de transmisión y las implementadas en la simulación.

Los resultados obtenidos representan que es viable (aunque aún estamos lejos) la tomografía con protones utilizando la instrumentación que tenemos. Sin embargo, aún nos encontramos lejos del caso clínico ya que la mínima incertidumbre que tenemos debida a la instrumentación y la disposición del sistema empleado es de  $1.5 \text{ mm}$  aunque este valor puede mejorarse enormemente a partir de un tratamiento más complejo de los datos obtenidos y ligeras modificaciones en nuestro sistema de detectores, como por ejemplo, utilizar 4 detectores DSSD en lugar de 2, ubicando 2 delante del fantoma y 2 entre el fantoma y el detector CEPA4. Además, las imágenes que hemos sido capaces de obtener en este trabajo son bidimensionales. Podría realizarse una reconstrucción tridimensional de la imagen del objeto tomando varias proyecciones girando el fantoma y desarrollando un algoritmo de reconstrucción de imagen tridimensional, pero eso escapa de los objetivos de este trabajo.

## 5. Conclusiones

A lo largo de este trabajo se han realizado los cálculos necesarios para establecer el diseño que después hemos utilizado en el experimento CMAM. Se ha decidido el grosor y material del blanco de dispersión, se ha calculado la intensidad de partículas en función del ángulo de dispersión de los protones en nuestro blanco de  $^{209}\text{Bi}$  y se ha decidido el ángulo de dispersión óptimo donde ubicar nuestro dispositivo experimental para que la intensidad de partículas que llega a nuestro sistema de detectores sea lo suficientemente baja como para no dañarlo y no exista un elevado tiempo muerto en nuestro sistema de adquisición. Además se ha estudiado la energía depositada en los diferentes elementos del sistema para una energía del haz de  $10\text{ MeV}$ , lo que nos ha permitido seleccionar el grosor adecuado del fantoma y los detectores además del tipo de material del fantoma y su patrón. Por último, se ha calculado el área efectiva del primer detector DSSSD del montaje para establecer la distancia correcta entre el blanco de dispersión y este detector.

Hemos programado toda la geometría del experimento y se han realizado varias simulaciones Geant4 para el experimento CMAM que nos han permitido establecer la mejor configuración para cada uno de los 3 fantomas que poseen patrón, permitiéndonos estudiar la resolución espacial de nuestros detectores DSSSD, la sensibilidad ante las variaciones de energía depositada en función del grosor y material, y la precisión a la hora de tratar de reconstruir la forma de un patrón determinado. A partir de los datos de estas simulaciones se han obtenido los espectros de energía depositada en cada elemento de nuestro sistema, se ha estudiado la multiplicidad de los eventos y se han obtenido los mapas de colisiones y energía depositada de los diferentes detectores. Utilizando toda esta información se ha desarrollado un algoritmo de análisis de datos, reconstrucción y corrección de imágenes que nos han permitido obtener la imagen de transmisión en el plano del fantoma con una granularidad de  $32 \times 32$  píxeles de  $1.5 \times 1.5\text{ mm}$ , el doble que la de nuestros detectores DSSSD. Sobre esta imagen podemos comprobar que se puede identificar tanto la forma como el tipo de material y grosor que han atravesado los protones. También se han simulado las diferentes energías que se utilizaron para calibrar los detectores en el experimento CMAM y se han comparado los resultados de las simulaciones con los resultados del experimento real, llegando a un buen acuerdo.

En base a lo desarrollado para el experimento CMAM se ha aumentado la energía de los protones hasta  $100 - 150\text{ MeV}$ , se ha modificado la geometría del fantoma por una forma cilíndrica tridimensional que nos permita acercarnos más al caso clínico y se ha incluido el detector CEPA4 para poder parar los protones de ese rango de energías. Se han calculado los diferentes parámetros relevantes en el diseño del experimento: tipo de blanco y grosor, ángulo de dispersión, energía depositada en los diferentes detectores, área efectiva del primer detector DSSSD y distancias óptimas entre los diferentes elementos del sistema. Con toda esta información se ha construido la simulación Geant4 conforme al diseño establecido y se ha utilizado un algoritmo de tratamiento de datos similar al utilizado en el experimento CMAM, obteniendo finalmente la imagen de transmisión en el centro del fantoma cilíndrico con una granularidad de  $32 \times 32$  píxeles de  $1.5 \times 1.5\text{ mm}$ . Pudiendo identificar sobre la imagen con cierta precisión tanto la forma de los patrones de diferente material como el tipo de material del que se trata en función de la energía depositada en el fantoma. En base a estos resultados podemos asegurar la viabilidad del futuro experimento real diseñado y que, como la energía depositadas en los cristales de  $\text{LaCl}_3$  no supera en ninguno de los casos los  $100\text{ MeV}$  se podría colocar el detector CEPA4 de frente y que los protones se frenen por completo en los cristales de  $\text{LaBr}_3$  que además poseen mejor resolución en energía que los de  $\text{LaCl}_3$ .

Como continuación de este trabajo se realizarán más simulaciones Geant4 del experimento CEPA4 que involucren la rotación del fantoma a diferentes posiciones y la programación de un algoritmo de reconstrucción de imágenes más sofisticado que nos permita llegar a una reconstrucción tridimensional del fantoma utilizado. También se desarrollará un sistema de detectores más complejo, con 4 DSSSD (2 delante del fantoma y 2 detrás) en lugar de 2 como hemos hecho en este trabajo, esto permitiría mejorar la precisión del estudio de la trayectoria de los protones. La meta que se quiere alcanzar es el desarrollo de un sistema compacto y portátil para realizar imagen con protones para el tratamiento en las instalaciones de protonterapia actuales.



## Agradecimientos

En primer lugar agradezco al Dr. Enrique Nácher y al Dr. J.A. Briz, mis tutores en este trabajo, su inestimable ayuda, apoyo, dedicación e interés. Gracias también a la Universidad de Sevilla y al resto de integrantes del grupo de Física nuclear del Instituto de Estructura de la Materia del CSIC, en particular la Dra. M.J.G. Borge, el Dr. O. Tengblad y los estudiantes de doctorado S. Viñals y J. Díaz-Ovejas por integrarme como a uno más del grupo, dedicarme su tiempo y apoyo. Finalmente muchas gracias a mis padres, por apoyarme siempre, a mis amigos, en particular a I. Posadillo, A. Ortiz y J. Martínez-Larraz por estar en los momentos buenos y en los malos, a M.D. Casal por su disposición y cariño y a F. Najarro y M. García por su confianza y comprensión.

## Referencias

- [1] Apuntes de la asignatura Física experimental. Universidad de Sevilla. Máster en física nuclear inter-universitario 2019.
- [2] Interacción de fotones con la materia: <https://www.researchgate.net>
- [3] Glenn F. Knoll, Radiation Detection and Measurement. Capítulo 2.
- [4] ICRU Report 49, capítulo 1 y 2 International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, MD, USA. 1993.
- [5] ICRU Report 85, 4.4 International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford. 2011.
- [6] Maria Isabel Gallardo. Interacción radiación materia. Asignatura de Biofísica, radiobiología, lección 2, p. 14; 2015.
- [7] Giacometti, Valentina, Modelling and improvement of proton computed tomography, Doctor of Philosophy thesis, School of Physics, University of Wollongong, 2016. <http://ro.uow.edu.au/theses/4903>
- [8] A. A. Mustafa and D. F. Jackson, "The relation between x-ray CT numbers and charged particle stopping powers and its significance for radiotherapy treatment planning," Physics in Medicine & Biology, vol. 28, no. 2, pp. 169–176, 1983.
- [9] U. Schneider, E. Pedroni, and A. J. Lomax, "The calibration of CT Hounsfield units for radiotherapy treatment planning." Physics in Medicine & Biology, vol. 41, no. 1, pp. 111–24, 1996.
- [10] N. Kanematsu, N. Matsufuji, and R. Kohno, "A CT calibration method based on the polybinary tissue model for radiotherapy treatment planning," Physics in Medicine & Biology, vol. 48, pp. 1053–1064, 2003.
- [11] ICRU report 44. "Tissue substitutes in radiation dosimetry and measurement report".
- [12] O. Tengblad et al. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 704 (2013) 19-26.
- [13] E. Nácher et al. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 769 (2015) 105-111.
- [14] Apuntes de la asignatura: técnicas experimentales avanzadas en física nuclear. Master interuniversitario en Física Nuclear. Madrid 2019.
- [15] Physics Reference Manual, Geant4, Chapter 7, 7.1, 2019
- [16] Physics Reference Manual, Geant4, Chapter 12, 12.1.1 y 12.1.2, 2019
- [17] I. Posadillo Trabajo de Fin de Máster "Desarrollo de un prototipo con DSSSDs para realizar imagen médica con protones". Sección 2.1.4 Tabla 2.1. Universidad de Sevilla. 2019
- [18] <https://geant4.web.cern.ch/>
- [19] <https://root.cern.ch/>
- [20] O. Tengblad et al. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 525 (2004) 458–464.
- [21] <https://www.cmam.uam.es/>

- [22] <http://nrv.jinr.ru/nrv/>
- [23] <http://www.srim.org/>
- [24] <https://geant4.web.cern.ch/>
- [25] <https://skisickness.com>
- [26] <https://nucleonica.com/>
- [27] <https://www.qt.io/>
- [28] Apuntes de la asignatura: Física Aplicada II. Master interuniversitario en Física Nuclear. Madrid 2019.